Э. Уиттекер

ИСТОРИЯ ТЕОРИИ ЭФИРА И ЭЛЕКТРИЧЕСТВА








SIR EDMUND WHITTAKER F. R. S.
Honorary Fellow of Trinity College Cambridge

A History of the Theories of Aether and Electricity

The Classical Theories

Thomas Nelson and Sons Ltd
London Edinburgh Paris Melbourne Toronto and New York

Э. Уиттекер

История теории эфира и электричества

Классические теории

Перевод с английского Н. А. Зубченко



РХД
Москва • Ижевск

2001

УДК 530

Уиттекер Э.

История теории эфира и электричества. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 512 стр.

Фундаментальное сочинение выдающегося английского математика и механика направлено на своего рода ревизию стройного здания науки об электричестве и магнетизме. Однако эта ревизия принадлежит перу крупного мастера, а его соображения по поводу фундаментальных физических принципов и понятий — поле, сила, энергия — представляют большой интерес для современной науки. Первый том трактата Уиттекера на английском языке появился в 1910 г., второй — в 1959. Оба они ранее не переводились на русский язык.

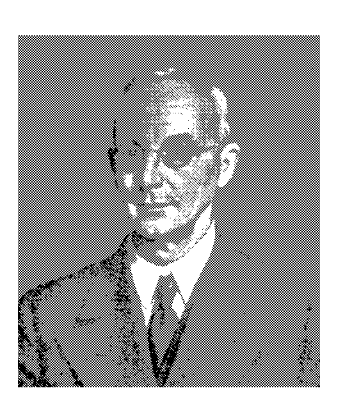
Для широкого круга читателей — физиков, математиков, историков науки, философов.

ISBN 5-93972-070-6

http://rcd.ru

Оглавление

Эдмунд Тейлор Уиттекер
(1873–1956)



Эдмунд Тэйлор Уиттекер родился 24 октября 1873 года в городе Саутпорт графства Ланкашир в Англии. Среднее образование Эдмунд получил в Манчестере, а затем в 1892 году поступил в Тринити-колледж в Кембридже, где одним из его учителей был Д. Х. Дарвин. В то время Эдмунд интересовался главным образом прикладной математикой. В 1895 году Уиттекер сдал Кембриджский экзамен по математике на «отлично», хотя и уступил первое место Бромвичу. Зато в 1896 году он стал первым лауреатом премии Смита, которую получил за чисто математическую работу по равномерным функциям.

В 1896 году Уиттекер стал членом совета Тринити-колледжа и начал читать лекции в Кембриджском университете. Среди его первых учеников были Г. Х. Харди и Д. Х. Джинс, впоследствии он обучал Эддингтона, Литлвуда и Уотсона. Работая в университете, Уиттекер произвел настоящий переворот в предметах, которые он преподавал. На основе своей знаменитой книги *Курс современного анализа* (1902) он создал целый курс лекций. Особую важность эта работа представляет в изучении функций комплексного переменного. Объектом ее изучения также являются специальные функции и связанные с ними дифференциальные уравнения. Кроме этого курса Уиттекер преподавал курсы астрономии, геометрической оптики, а также курс электричества и магнетизма.

Интерес Уиттекера к астрономии был настолько силен, что помимо преподавания курса по этому предмету он вступил в Королевское астрономическое общество и с 1901 по 1906 годы был его

секретарем. В 1906 году он стал Королевским астрономом Ирландии и профессором астрономии в Дублинском университете. В 1912 году Уиттекер получил кафедру в Эдинбургском университете, где и проработал всю оставшуюся жизнь.

Уиттекер знаменит своей работой в анализе, особенно в численном, но кроме этого он занимался и небесной механикой, а также историей прикладной математики и физики. Из-под его пера вышли работы по алгебраическим и автоморфным функциям. Он определил выражения для функций Бесселя в виде интеграла, содержащего функции Лежандра. Что касается дифференциальных уравнений с частными производными, он получил общее решение уравнения Лапласа в трех измерениях в частной форме (что Ватсон описал как *совершенную сенсацию*) и решение волнового уравнения.

Начав работать в Эдинбурге, Уиттекер основал Эдинбургскую математическую лабораторию, где он мог на практике применить свой интерес к численному анализу. Свои многочисленные курсы лекций по этой теме он объединил в книгу *Исчисление наблюдений: трактат по численной математике*, которая была опубликована в 1924 году.

Уиттекер получил множество наград. В 1905 году его избрали членом Королевского общества. Он был членом Лондонского математического общества, а в 1928–29 гг. — его президентом. В 1935 году он получил Медаль де Моргана. В 1931 году его наградили Медалью Сильвестера, а в 1954 году Медалью Копли за

его выдающийся вклад в чистую и прикладную математику, а также в теоретическую физику.

В 1945 году Уиттекер был посвящен в рыцари. В то время он был членом Эдинбургского Королевского общества, а во время Второй мировой войны являлся его президентом. Эдмунд Тэйлор Уиттекер скончался 24 марта 1956 года в Эдинбурге, в Шотландии.

Одним из самых важных исторических трудов Уиттекера стала его работа *История теорий эфира и электричества: со времен Декарта до конца девятнадцатого века*, изданная в 1910 году. В 1953 году он опубликовал пересмотренное и исправленное издание этой книги, русский перевод которого мы и предлагаем вашему вниманию.

Предисловие

В 1910 году я опубликовал книгу под названием *История теорий эфира и электричества со времен Декарта до конца XIX века.* Когда первое издание полностью исчерпало себя, я решил, что любое новое издание этой книги должно содержать истоки теории относительности и квантовой теории, а также их развитие с 1900 года. Однако в то время у меня не было возможности создать полный и достоверный отчет об этом творческом периоде, и поэтому мне пришлось отложить осуществление своего плана. Уход с кафедры позволил мне возобновить этот проект. Труд мой займет два тома, первый из которых посвящен классическим теориям. Издание этого тома 1910 года было в значительной степени переработано с включением дополнительного материала. Во втором томе история развития теорий будет продолжена до наших дней.

Следует сказать несколько слов о заголовке: *Эфир и электричество.* Как известно, эфир играл значительную роль в физике XIX века, но в первом десятилетии XX века слово «эфир» утратило свою популярность, главным образом, потому, что попытки наблюдать движение Земли относительно эфира не увенчались успехом, и было решено, что они всегда будут обречены на провал. Стало привычным считать межпланетное пространство «пустым»; вакуум понимали как простую пустоту, не обладающую никакими свойствами, кроме способности распространять электромагнитные волны. Но с развитием квантовой электродинамики вакуум стали рассматривать как место «нулевых» колебаний электромагнитного поля, электрического заряда и тока, а также «поляризации» соответствующей диэлектрической постоянной, отличной от единицы. Мне кажется абсурдным сохранять название «вакуум» для категории, обладающей таким количеством физических свойств, а вот исторический термин «эфир» как нельзя лучше подходит для этой цели.

Особую благодарность выражаю профессору Э. Т. Копсону из университета Св. Эндрюса и профессору Дж. М. Уиттекеру из Ливерпульского университета за помощь, оказанную при чтении корректуры.

48 Джордж Сквер — *Э. Т. Уиттекер*
Эдинбург, апрель 1951

Памятка

Векторы обозначают полужирными буквами, например, $\mathbf{E}$.

Три составляющих вектора $\mathbf{E}$ обозначают как E_x, E_y, E_z; а величину вектора через простое E, т. е.

$$E^2 = E_x^2 + E_y^2 + E_z^2.$$

Векторным произведением двух векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, которое обозначают как $[\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}]$, является вектор с составляющими

$$(E_y H_z - E_z H_y, \quad E_z H_x - E_x H_z, \quad E_x H_y - E_y H_x).$$

Его направление перпендикулярно направлению векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, а его величина представлена удвоенной площадью треугольника, который они образуют.

Скалярное произведение $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$: $E_x H_x + E_y H_y + E_z H_z$. (Обозначают как $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{H})$).

Величину $\dfrac{\partial E_x}{\partial x} + \dfrac{\partial E_y}{\partial y} + \dfrac{\partial E_z}{\partial z}$ обозначают как $\operatorname{div} \mathbf{E}$.

Вектор с составляющими

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right)$$

обозначают через $\operatorname{rot} \mathbf{E}$.

Если скалярную величину обозначить через V, то вектор, составляющими которого являются $\left(-\dfrac{\partial V}{\partial x}, -\dfrac{\partial V}{\partial y}, -\dfrac{\partial V}{\partial z}\right)$, можно обозначить как $\operatorname{grad} V$.

Символ ∇ используется для обозначения векторного оператора с составляющими $\dfrac{\partial}{\partial x}$, $\dfrac{\partial}{\partial y}$, $\dfrac{\partial}{\partial z}$.

Глава 1

История развития теории эфира до смерти Ньютона

Старейшая из наук, древнегреческая, произошла из размышлений философов о природе Бытия и Становления. Современная наука также изначально была тесно связана с философией, а рассказ об истории ее возникновения следует начать с оценки ситуации, которая сложилась в философии конца средних веков.

Как заметил еще Аристотель, в зависимости от подхода к решению философских проблем, существует два основных типа философии: диалектический ($\lambda o \gamma \iota \kappa \widehat{\omega} \varsigma$) и «материалистический» ($\varphi \upsilon \sigma \iota \kappa \widehat{\omega} \varsigma$). К первому типу принадлежат все философы, которые размышляли в возвышенном стиле: от Платона до Гегеля. Ко второму можно отнести Демокрита, самого Аристотеля и большинство современных ученых, которых занимали философские темы.

Философы первого типа создали системы воззрений, более или менее независимые от их опыта, и претендовали на всеобъемлющее понимание Бытия в рамках этих систем. Философы второго типа поступают более осторожно, — их основные концепции представляют собой систематизацию опыта, который они приобрели во внешнем мире. Другими словами, их философия образуется путем расширения концептуального анализа естественной науки (в отношении Аристотеля это становится очевидным при сравнении его *Метафизики* и *Физики*). Конечно, подобный метод предполагает, что философская истина достигается только в развитии, а следовательно, ни одна из всеобъемлющих систем первого типа истинной не является.

Таким образом, план Аристотеля по созданию школы философии современные ученые одобрили бы полностью. Но, к сожалению, космологические и физические понятия, с которых он начал, были абсолютно ложными. Он полагал, что между небесными телами, с одной стороны, и земными объектами, с другой, существует огромная разница. Первые — неизменные, целостные, вечные и движутся по круговым траекториям. Вторые — искаженные, искусственные,

преходящие и движутся, как правило, прямолинейно. Земля неподвижна, а звезды находятся на небесных сферах, движения которых задает нематериальный разум. Его термин «материя» (ὕλη) не имеет того смысла, который вкладываем в него мы. Он означает нечто, из чего можно сделать что-то другое, наложив на это что-то дополнительное условие или структурный принцип, который называется *формой*. Аристотель предполагал, что все простые тела состоят из четырех элементов: огня, воздуха, воды, земли, — но он считал, что эти элементы можно превращать друг в друга, и, следовательно, они являются просто разными «формами» «первичной материи», познать которую невозможно. Его объяснение движения тел заключалось в следующем: «вещественная форма» или «природа» каждого тела заставляет его передвигаться в какое-то определенное место. Так, огонь движется вверх, а остальные тела стремятся к центру Земли. Фактически, все тела стремятся к «концу» или, по терминологии Аристотеля, к *конечной причине*; а «конечная причина» движения в пространстве — это некоторое определенное место. По большому счету Аристотель не изучал ничего, что имело бы количественное выражение. Хотя ради справедливости надо отметить, что он настаивал на необходимости наблюдения и познания, но этот наказ впоследствии так и остался незамеченным многими из его последователей.

Типичным примером натурфилософии Аристотеля является его интерпретация света на основе метафизических понятий *потенции* (δύναμις) и *действия* (ἐνέργεια или ἐντελέχεια). Прозрачное тело обладает «потенцией» для передачи света, но на самом деле оно не становится прозрачным, пока свет не пройдет через него и тем самым не приведет прозрачность в действие. Т. е. Аристотель определял свет как: «действие прозрачного тела в силу его прозрачности».

Под влиянием, главным образом, Св. Фомы Аквинского «аристотелизм» в XIII веке был принят практически во всей Западной Европе. Как и Аристотель, св. Фома объявил, что его философия относится к тому, что мы назвали вторым типом. «Источник нашего знания, — сказал он[1], — лежит в разуме, из разума происходит даже знание того, что выходит за его пределы»; а «метафизика, т. е. то, что находится за пределами физики, *постфизика*, получила свое название благодаря нам, тем, кто естественным путем обрел знание вещей нематериальных через познание вещей разумных. Это дает нам право рассматривать метафизику в качестве объекта изучения

[1] *Summa contra gentiles*, i, гл. 12.

после физики»[1]. Метафизика — это «последний из разделов философии, подлежащих изучению», т. к. «необходимо знать предысторию многих вещей»[2].

Все это, конечно, выглядит логично, но было совершенно невозможно выделить истинную метафизику из ложной физики Аристотеля. Дело усугублялось еще и преподавателями в средневековых университетах, которые рассматривали аристотелизм как энциклопедический сборник знаний, в пополнении которого экспериментальным опытом не было необходимости. Они проигнорировали слова Св. Фомы о связи физики и метафизики. «Физика, — говорили они, — это не та наука, где можно теоретизировать, основываясь на ее собственных фактах и законах, или осуществлять реорганизацию космологии или метафизики»[3], и «если физическая теория не согласуется с полученным метафизическим учением, то ее нельзя принять, поскольку высшей естественной наукой является метафизика, а не физика»[4]. Они описывали внешний мир, руководствуясь только формальной логикой, чтобы сделать выводы из расплывчатых и бездоказательных принципов, которые в действительности представляли устаревшую и ошибочную физику Аристотеля: этот метод не давал ничего, кроме пространных рассуждений[5]. Как сказал Эразм: «Существует бесконечное множество тонкостей, связанных с *понятиями, отношениями, примерами, формальностями, софизмами*, которые никто не сможет учесть, если только он не обладает способностью видеть в кромешной тьме вещи, которых, может быть, и не существует»[6]. И пока властвовала эта научная традиция, хоть сколь-нибудь правильное понимание природы было невозможным.

А потому необходимым условием появления современной науки было освобождение от гнета философии Фомы. Это было сделано главным образом благодаря работе Уильяма Окамского, англо-францисканского монаха, жившего в первой половине XIV века. В метафизику Окам ввел некоторые принципы, разрушившие аристотелизм, но обсуждать эти принципы здесь нет необходимости. В конечном

---

[1]*Opusc. lx* (изд. 1571), *in Boet. de Trinit.*, цит. 5, ст. 1.

[2]*Summa contra gentiles*, i, гл. 4.

[3]Т. Харпер, *The Metaphysic of the School* (Лондон, 1879–84 гг.), i, с. 41.

[4]Ibid ii, с. 249.

[5]Это не касается Роберта Грэтхида и Роджера Бэкона, но они были старше Св. Фомы, и их можно отнести к «доаристотелианской эре»; а также это не касается последователей Уильяма Окамского, хотя они не были фомистами.

[6]Эразм, *Moriae Encomium* (1509).

счете, они привели к повсеместному отказу от средневековой философии, которую связывали с эпохой Возрождения. Также именно Окам положил начало рациональной динамике, которую после его смерти развивали его последователи и на которой было основано все дальнейшее развитие этой области. Наиболее существенными достижениями стали новая концепция связи между Землей и Солнцем, предложенная Коперником в 1543 г., и успешное опровержение Кеплером принципа Аристотеля о коренной разнице между небесными и земными телами в самом начале следующего века. Но еще не прошли времена декадентской схоластики, и почти через три века после смерти Окама последователи Аристотеля все еще были достаточно влиятельны, чтобы осудить Галилео[1].

Более молодой современник Галилео, Рене Декарт, впервые предпринял попытку общего переосмысления идей, касающихся физической Вселенной. Именно с его работы началась настоящая история физики.

Декарт родился в 1596 году в семье советника парламента Бретани Иоахима Декарта. Юношей он пошел в армию и принимал участие в войнах австрийского императора и Мориса Нассауского; но в 24 года пережил глубокий душевный кризис, который, по-видимому, был недалек от тех, что наблюдались у многих религиозных лидеров, и с тех пор он решил посвятить себя изучению философии.

Эпоха, которая предшествовала рождению Декарта, и время его жизни были отмечены событиями, значительно изменившими концепции, широко распространенные во всем мире. Открытие Америки, кругосветное путешествие Магеллана, изобретение телескопа, отказ от системы астрономии Птолемея и всеобщее недовольство схоластикой — все это помогло ослабить старые основы науки и выявить необходимость создания новой структуры. Именно этим и намеревался заняться Декарт. Он стремился, ни больше ни меньше, создать всю теорию Вселенной: от начала до конца, разработанную до мельчайших подробностей.

Подобная система непременно должна иметь метафизическую основу, и именно эта часть работы принесла Декарту такую известность. В данной главе мы рассмотрим только те принципы философии, которые определили его представление о внешнем мире[2].

---

[1]Приговор гласил: *Che la terra non sia centro del mondo, nè immobile, ma che si move etiandio di moto diurno, è propositione assurde, e falsa in filosofia.*

[2]За 6 лет до смерти автора были опубликованы работы, которые относятся к

Первым шагом был отказ от бесполезных методов средневековья, от попыток интерпретации Природы через действие и потенцию, материю и форму, существенное и несущественное, десять категорий и тому подобное. Все это уже предлагалось многими философами, а некоторые, в частности, Фрэнсис Бэкон (1561–1626) и Галилео Галилей[1] (1564–1640), уже наметили новые подходы. Они оба отказались от практики Аристотеля, который все в физике объяснял конечными причинами[2], и задавали вопрос *Как?* вместо вопроса *Почему?*. Они подробно останавливались на необходимости наблюдения внешнего мира и, более того, настаивали, что кроме изучения тех явлений, которые кажутся нам естественными, должно присутствовать познание Природы через тщательно продуманные опыты. (Эта рекомендация была отнюдь не излишней, поскольку до того времени проведение опытов ассоциировалось, главным образом, с алхимией и имело плохую репутацию). В учении Бэкона был один серьезный недостаток — он недооценил важность количественной стороны в противовес качественным аспектам явлений. Это обвинение нельзя предъявить Галилео, однако он занимался скорее экспериментальной, нежели математической физикой. И именно их третий современник, Иоганн Кеплер (1571–1630), показал особую важность математики в изучении Природы.

Учение Кеплера вдохновляло Декарта, на исследования которого влияла убежденность в том, что математические теоремы обладают точностью, не подвергаются сомнению и универсальны в практическом применении, что не характерно для других областей науки. Поэтому этим моментам он приписал огромную важность, считая доказанным, что четкость и определенность — это признаки любого истинного знания. Одним из камней преткновения в натурфилософии стало объяснение причины взаимодействия тел, которые не находятся в непосредственном контакте друг с другом, например, притяжения магнитов или связи между положением Луны с одной стороны и

предмету нашего разговора: *Dioptrique* опубликована (анонимно) в 1637 г., *Meteores* в 1638 г., *Principia Philosophiae* в Амстердаме, в 1644 г. Вступительной статьей к *Dioptrique* и *Meteores* была *Discours de la methode*, опубликованная в 1637 г.

[1]Важная роль, которую сыграл Галилео в развенчании концепции Аристотеля – Фомы, подробно рассматривается в монографии др. А. С. Кромби «Диалоги о двух главнейших системах мира Галилео», *Dominican Studies*, 1950, с. 34.

[2]*Causarum finalium inquisitio sterilis est*, Бэкон, *De Augment* (1623), III, 5. Главные философские работы Бэкона были написаны за 18 лет до создания аналогичных работ Декартом.

морскими приливами и отливами с другой. Принять эти явления за «таинственное» влияние — противоречило принципам Кеплера. И он сделал вывод, что между телами возможны только два типа действия, которые нам абсолютно понятны, а именно: давление и удар. Это означает, что тела могут воздействовать друг на друга только тогда, когда находятся в непосредственном контакте. Другими словами, он отрицал действие на расстоянии[1]. Из этого, по его мнению, следовало, что пространство между Луной и Землей, а значит и все пространство в целом, не может быть пустым. Частично его занимают простейшие материальные вещи — воздух и осязаемые тела, но промежутки между их частицами и все остальное пространство должны быть заполнены гораздо более мелкими частицами, которые повсюду сдавливаются и сталкиваются друг с другом: их выдумали, чтобы объяснить все физические явления. По мнению Декарта, пространство *заполнено* средой, которая (хотя мы и не можем ощутить ее) способна передавать силу и воздействовать на материальные тела, погруженные в нее. Эту среду Декарт назвал *эфиром*. Изначально это слово[2] означало голубое небо или верхние слои атмосферы (в отличие от нижних, которые находятся у поверхности Земли), и было заимствовано латинскими авторами[3] из греческого языка, а уже от них в средние века это слово перешло во французский и английский языки. Иногда в древней космологии под ним подразумевали нечто, что заполняет небесные области; и когда появилось понятие среды, заполняющей межпланетную пустоту, слово *эфир* как нельзя лучше подошло для обозначения этого понятия. До того, как его использовал Декарт, оно означало всего лишь: занятие некой части пространства. Декарт первым ввел понятие эфира в науку, постулируя, что он имеет механические свойства. Если верить Декарту, то Вселенную заполняет только эфир, за исключением бесконечно малой доли пространства, которую заполняет обычная материя.

Декарт предположил, что частицы эфира находятся в постоянном движении. А поскольку пустого пространства для движения частиц не существует, он заключил, что они движутся, занимая места, освобожденные другими частицами эфира, которые тоже находятся

[1]Идею о том, что сила может сообщаться только через давление или удар, защищали древнегреческие атомисты, а также Аристотель и Св. Фома, но Дунс Скотт и его последователи отрицали ее.

[2]*αἰθήρ*.

[3]Напр., *innubilis aether* (безоблачное небо), Лукр. 3, 21.

в движении. Таким образом, движение отдельной частицы эфира включало в себя движение замкнутой цепи частиц, а движения этих замкнутых цепей образовывали *вихри*, которые выполняли важную функцию в его картине Вселенной.

Таким образом, полагая, что действия, производимые контактами и столкновениями, — это простейшие и наиболее понятные явления во внешнем мире, Декарт не принимал никаких других агентов. Он не утверждал, что его схема точно согласуется с результатами опытов в количественном аспекте, что было в духе современных ему научных книг. Он доверял четкости и определенности размышления больше, чем его согласованности с наблюдаемыми фактами[1]. А его работа, которую следовало рассматривать как выдающийся труд творческого интеллекта, является вымыслом в том же смысле, в каком вымыслом можно назвать *Тимей* (*Timaeus*) Платона. Цель этой работы — показать, что все, что существует и происходит во Вселенной, можно представить в виде частей логично скоординированной механической системы, которая зависит только от конкретных элементарных типов физического действия и обладает (раз уж предпосылки были приняты) полной определенностью вывода, которая до сих пор была прерогативой исключительно математики. Декарт основал *механистическую философию*, т. е. учение о том, что внешний неживой мир в научных целях можно рассматривать как автоматический механизм и что возможно и желательно представить и описать механическую модель каждого физического явления.

Подобная концепция не могла возникнуть раньше эпохи Возрождения, потому что у людей древности и средневековья почти не было опыта создания автономных механизмов, работающих без участия человека; им были знакомы лишь орудия труда, которыми для выполнения их функций должен был управлять человек. Любое проявление регулярности в действии казалось нашим предкам следствием умственной деятельности. Именно, порядок и гармония, которые наблюдались в движении небесных тел, привели греческих мыслителей к выводу, что эти тела обладают душой[2]. Движения типа падения

[1]Это объясняет, почему он предпочел свое собственное мнение о циркуляции крови мнению Гарвея.

[2]Следует отметить, что современные механизмы удивительным образом могут имитировать интеллект. Например, деление столбиком, которому учат в школе, требует действия умственного выбора для получения каждой новой цифры в частном. Но сегодня существует такие машины, которым для деления столбиком не требуется участие человека: когда машине *задана* задача, все что необходимо сделать — это

материального тела на Землю объяснялись, как мы уже видели, тем, что тяжелая материя стремится к своему естественному положению, т.е. к центру Вселенной. Это объяснение стало неудовлетворительным, когда была принята теория Солнечной системы Коперника, поскольку оказалось, что Земля находится в движении в бесконечном пространстве, и ни одну точку нельзя определить как центр Вселенной. Именно в этот момент Декарт выдвинул свое революционное предположение, что Вселенную можно рассматривать как огромный механизм. Это привело к появлению общего принципа, связанного с возможностью предсказать все, что происходит в материальном мире с помощью математических вычислений. Этот принцип доказал самое ценное звено декартовской философии Природы.

А Декарт тем временем пошел еще дальше и выдвинул идею *эпистемологического рационализма*, т.е. утверждения о том, что физику, как и евклидову геометрию, можно вывести из *априорных* принципов, независимо от наблюдений и опытов. Во всяком случае, обычно он представлял явления, как следствия предвзятых положений и причин. В этом отношении он отошел от логичных идей, которые поколение назад проповедовали Фрэнсис Бэкон и Галилео, и тем самым навлек на себя критику Гюйгенса[1]: «Мне кажется, — писал Гюйгенс, — что Декарт завидовал славе Галилео и претендовал на звание автора новой философии, которую следовало изучать в высших учебных заведениях вместо аристотелизма. Он выдвигал свои гипотезы как истины, словно его клятвенное утверждение было равносильно их доказательству. Он должен был бы, представить свою систему физики как попытку показать, чего следует вероятнее всего ожидать в этой науке, если принять исключительно принципы механики. Для науки подобные попытки достойны похвалы, но он пошел дальше и заявил, что открыл абсолютную истину, тем самым препятствуя открытию истинного знания».

Выдвигая всеобъемлющую теорию Вселенной, не изучив досконально ни один из ее процессов, Декарт скорее продолжал традиции древних греков, чем осваивал новые пути, проделанные Тихо, Кеплером и Галилео. Он так и не понял, что истинное знание можно обрести только по частям, терпеливо исследуя природу. Еще одним

нажать кнопку, которая подключит электрический ток, и частное мгновенно появится на экране.

[1]Данный факт можно найти в его аннотациях книги Байе *Жизнь Декарта* (которая вышла в 1691 году), напечатанных в работе В. Кузена *Fragments philosophiques*, т. II, с. 155.

слабым местом его системы было допущение о том, что силу можно передать только непосредственным давлением или ударом — принцип, который вынудил его предоставить конкретный механизм для объяснения каждой известной силы природы. Очевидно, что эта задача гораздо сложнее той, которая стоит перед теми, кто желает принять действие на расстоянии как первичное свойство материи.

Множество недостатков метода Декарта привело к тому, что менее чем через век почти от всех его теорий отказались. Однако надо сказать, что грандиозность его плана и дерзость его исполнения стимулировали научную мысль как никогда ранее. «Дайте мне материю и движение, — воскликнул он однажды, — и я создам Вселенную!»

Согласно декартовской философии, материя характеризуется не непроницаемостью или качеством, которое можно ощутить, а просто протяженностью; протяженность создает материю, а материя — пространство. Основой всех вещей является примитивный, простейший, уникальный тип материи, безграничный по протяженности и бесконечно делимый. В процессе эволюции Вселенной из этой материи зародились три различные формы, соответственно относящиеся к светящейся материи Солнца, прозрачной материи межпланетного пространства и плотной непрозрачной материи Земли. «Первая состоит из частиц, которые откололись от других частиц материи в процессе их округления; она движется с такой огромной скоростью, что при встрече с другими телами сила ее возбуждения такова, что эти тела разбивают ее на множество мелких частиц, форма которых позволяет им заполнить абсолютно все отверстия и небольшие щели вокруг этих тел. Следующий тип включает бо́льшую часть оставшейся материи: его частицы имеют сферическую форму и очень малы по сравнению с телами, которые мы видим на Земле; но, тем не менее, они обладают конечной величиной и могут делиться на еще более маленькие. Плюс ко всему существует и третий тип, примером которого могут послужить некоторые виды материи, а именно те, которые в силу своих размеров и формы не могут передвигаться так легко, как предыдущие. Я попытаюсь показать, что все тела видимого мира состоят из этих трех форм материи, как из трех различных элементов. Действительно, Солнце и неподвижные звезды сформированы из первого элемента, межпланетное пространство — из второго, а Земля, планеты и кометы — из третьего. Поскольку Солнце и неподвижные звезды испускают свет, небеса его передают, а Земля, планеты и кометы его отражают, мне думается, что

существует причина использовать эти качества свечения, прозрачности и непрозрачности для различения трех элементов видимого мира»[1].

Согласно теории Декарта, Солнце является центром огромного вихря, образованного первым, или тончайшим, видом материи[2]. В межпланетном пространстве свет переносит материя второго типа или элемент, состоящий из скопления плотно сгруппированных шаровидных частиц, размер которых находится между размером материи вихря и размером весомой материи. Шаровидные частицы второго элемента и вся материя первого элемента постоянно удаляются от центров своего вращения из-за центробежной силы вихрей[3], так что шаровидные частицы вынуждены вступать в контакт друг с другом и стремятся двигаться наружу, хотя в действительности они так не двигаются[4]. Именно передача этого давления и образует свет. Действие света, следовательно, простирается во все стороны вокруг Солнца и неподвижных звезд и мгновенно распространяется на любые расстояния[5]. В *Диоптрике*[6] видение сравнивается с восприятием предметов слепым человеком, которое он обретает с помощью своей трости. Передача давления по трости от объекта к руке аналогична передаче давления от объекта, излучающего свет, к глазу посредством материи второго типа.

Декарт предположил, что «многообразие цвета и света» происходит из-за различных видов движения материи[7]. В книге *Метеоры* (*Meteores*)[8] различие цветов связано с разными скоростями вращения шаровидных частиц, т. е. частицы, которые вращаются наиболее быстро, дают нам ощущение красного цвета, те, что помедленнее — желтого, а самое медленное вращение дает зеленый или голубой, причем порядок цветов соответствует расположению цветов радуги. Утверждение зависимости цвета от периодичности времени является любопытным предвестником великого открытия, которое еще долго оставалось неизвестным.

---

[1] *Principia*, п. III, §52.

[2] Любопытно поразмышлять, какое впечатление произвело бы открытие спирали туманности, случись оно до опровержения теории вихрей Декарта.

[3] Ibid. §§55–9.

[4] Ibid. §63.

[5] Ibid. §64.

[6] *Discours premier*.

[7] *Principia*, IV, §195.

[8] *Discours huitième*.

Общее объяснение света на основе этих принципов было конкретизировано более определенным обсуждением отражения и преломления. Закон отражения — угол падения равен углу отражения — был известен грекам. В своей работе *Диоптрика* (*Dioptrique*) (1611) Кеплер исследовал преломление света через линзы; экспериментально он обнаружил, что для стекла (когда свет падает почти перпендикулярно) отношение углов падения и преломления близко к 1,5. Приняв это значение, он получил верный результат: фокусом двояковыпуклой линзы с одинаковой кривизной обеих сторон является центр кривизны той стороны линзы, которая находится ближе к объекту. Однако он не смог открыть общий закон преломления — отношение синусов углов падения и преломления зависит от свойств среды — который тогда был впервые[1] опубликован. Декарт выдал его за свой, но похоже он очень обязан им Виллеброрду Снеллиусу (1591–1676), профессору математики из Лейдена, который открыл этот закон экспериментально (хотя и не в той форме, в которой преподнес его Декарт) примерно в 1621 г. Снеллиус не опубликовал свой результат, но отметил его в рукописи, которую передал некоторым людям, и Гюйгенс утверждает[2], что Декарт видел эту рукопись.

Декарт представляет этот закон как вывод из своей теории. Однако он мог вывести его только с помощью аналогии. Когда лучи встречаются с весомыми телами, «они вынуждены отклониться или остановиться, как отклоняется или останавливается движущийся мяч или камень, когда ударяется о тело», поскольку «легко предположить, что действие или предрасположенность к движению, которое, как я уже сказал, можно применить для света, должно подчиняться тем же законам движения»[3]. Таким образом, Декарт заменяет свет (скорость распространения которого, как он полагает, всегда бесконечна) пулей, скорость которой меняется в разных средах. Тогда закон преломления по существу можно доказать следующим образом[4].

Допустим, что луч света преломляется на поверхности раздела двух сред. Пусть корпускула света, скорость которой в первой среде v_i, падает на поверхность раздела сред, образуя угол i с нормалью к этой поверхности, и пусть луч преломляется под углом r во второй среде, где скорость частицы этого луча v_r. Декарт принял, что от-

[1] *Dioptrique, Discours second.*

[2] Ср. Кузен *Fragments philosophiques*, т. II, с. 162.

[3] *Dioptrique, Discours premier.*

[4] Ibid. *Discours second.*

ношение скоростей v_i и v_r зависит только от природы сред, скажем: $v_r/v_i = \mu$. Он также предположил, что преломление не влияет на составляющую скорости, параллельную поверхности раздела. Тогда мы имеем

$$v_i \sin i = v_r \sin r.$$

Объединяя эти уравнения, получаем

$$\sin i = \mu \sin r.$$

Это и есть закон преломления.

Из этих уравнений следует, что если $i > r$ (например, если преломление происходит из воздуха в стекло), то скорость больше во второй, или более плотной, среде. Как мы в дальнейшем увидим, это следствие корпускулярной теории в ее примитивной форме противоречит результату, полученному экспериментально[1].

Несмотря на непродуманность системы Декарта, нет сомнения в том, что, представляя определенные механические концепции физической деятельности, и, применяя их к широчайшему кругу явлений, она стимулировала исследовательский дух и в некоторой степени подготовила почву для более точных теорий, которые появились позднее. А в свое время систему Декарта приняли многие[2]; неразбериха, которая последовала за разрушением старого порядка, казалось, завершилась созданием новой системы знания, полной и заслуживающей доверия. И, как мы увидим в дальнейшем, эта система еще долго оставалась в силе.

---

[1]Однако идею Декарта можно интерпретировать так, чтобы избежать ошибочных следствий. Вместо того чтобы рассматривать *скорости* корпускулы света в двух средах, рассмотрим ее *импульсы*, скажем, p_i и p_r (как мы потом убедимся, импульс корпускулы света не является произведением массы и скорости). Предположим, что отношение p_r к p_i зависит только от свойств среды, и что составляющая импульса, параллельная поверхности раздела, не изменяется при переходе из одной среды в другую. Тогда в доказательстве Декарта мы имеем

$$(p_r/p_i) = \mu, \quad p_i \sin i = p_r \sin r$$

и, следовательно,

$$\sin i = \mu \sin r.$$

Эти уравнения верны. Импульсы действительно больше в оптически более плотной среде.

[2]Хотя из *Optica promota* Джеймса Грегори, опубликованой в 1663 г. и содержащей некоторые сведения о телескопе-рефлекторе, носящем его имя, следует, что Грегори даже и не подозревал об открытии закона преломления, который был сформулирован Декартом на 25 лет раньше.

Что касается теории света, концепции Декарта быстро вытеснили идеи средневековья. Однако обоснованность его объяснения преломления света была поставлена под вопрос его соотечественником Пьером де Ферма (1601–65)[1], и начался спор, который продолжили последователи Декарта после его смерти. Ферма, в конце концов, ввел новый фундаментальный закон, из которого он предлагал определять траектории лучей света. Это был хорошо известный *принцип наименьшего времени*, сформулированный[2] в форме: «природа всегда идет по пути, требующем минимального времени для своего прохождения». Отсюда несложно вывести закон преломления, поскольку путь, проходимый светом между точкой на падающем луче и точкой на отраженном луче, является наиболее коротким и не противоречит условию соприкосновения с отражающими поверхностями[3]. Чтобы вывести закон преломления, Ферма предположил, что «сопротивление сред различно» и применил свой «метод максимумов и минимумов» для определения пути, который мог бы быть пройден за кратчайшее время от точки одной среды до точки другой. В 1661 году он нашел решение[4]. «Результат моей работы, — писал он, — оказался в высшей степени экстраординарным и непредвиденным, но в то же время он самый удачный, поскольку, решив все уравнения, выполнив все умножения, уладив все противоречия и, тем самым, закончив наконец-то основную задачу, я обнаружил, что мой принцип дает точно такое же отношение для преломления, что установил месье Декарт». Его удивлению не было предела, поскольку он предполагал, что свет движется медленнее в более плотной среде, тогда как Декарт вынужден был (и мы это видели) выдвинуть противоположное предположение.

Хотя результат Ферма был верным и действительно представлял большой интерес, принципы, из которых он был получен, имели

---

[1] *Renati Descartes Epistolae, Pars tertia* (Амстердам, 1683 г.). Переписка Ферма заключена в письмах с XXIX до XLVI.

[2] *Epist.* XLII, написано в Тулузе в августе 1657 г. к месье де ла Шамбр; переиздано в *Œuvres de Fermat* (изд. 1891 г.), II, с. 354.

[3] Данный факт был уже известен, поскольку упоминался в комментариях к работе Аристотеля *Meteor*, III, Олимпиодора, который жил в Александрии в середине VI в. н. э., а также в *κεφάλαια τῶν όπτικῶν* Дамиана, ученика Гелиодора Ларисийского, работы которого переиздавались несколько раз в XVII в. Дамиан в своей первой книге представил работу по оптике Герона из Александрии, которому он приписывает создание теоремы о траектории отраженного света.

[4] *Epist.* XLIII, написанная в Тулузе 1 января 1662; переиздана в *Œuvres de Fermat*, II, с. 457; I., стр. 170, 173.

скорее метафизический, чем физический характер, и, следовательно, были практически бесполезны для объяснения света с позиций механики. Поэтому работа Ферма вряд ли уменьшила влияние теории Декарта. Но вскоре на эту теорию обрушилась критика с другой стороны: возникла новая школа философии, в равной степени враждебная школам Аристотеля и Декарта. Ее основателем был Пьер Гассенди (1592–1655), профессор в Коллеж де Франс (Collège de France) в Париже, последователь Коперника и Галилео. Он пересмотрел доктрину древних атомистов, заявив, что Вселенная сформирована из вечных и неизменных материальных атомов, которые движутся в пространстве, где кроме них нет ничего. Наиболее яростный протест это новое учение вызвало в греко-римском мире, где его связывали с моральными и теологическими взглядами Эпикура и Лукреция. Гассенди, который сам был священником, изо всех сил стремился показать, что эта теория ни в коей мере не связана с ошибкой религии и что христиане могут принять ее в качестве основы физики. После ожесточенного спора с Декартом в 1641–6 гг. он достиг такого успеха, что его доктрина, как мы в этом еще убедимся, вскоре была признана даже Ньютоном и, фактически, стала отправной точкой развития всей последующей натурфилософии.

Одним из важных достоинств этой теории было то, что, поскольку пространство ничем не заполнено, то нет и необходимости образования замкнутых цепей из движущихся частиц, а следовательно, можно покончить с декартовыми вихрями. На самом деле, большинство направлений дальнейшего развития этой теории постулировали наличие эфира (а в некоторых случаях и не одного эфира), и в этом смысле возвращались к представлению пространства как заполненного веществом. Однако, считалось, что эти эфиры не оказывают сопротивление движению через них простой материи, поэтому можно считать, что материальные частицы находятся в вакууме.

Следующим важным этапом развития теории света стала публикация в 1667 г.[1] *Микрографии* (*Micrographia*) Роберта Гука (1635–1703)[2]. Гук начал свою научную карьеру ассистентом Роберта Бойля и был бессменным секретарем Королевского Общества. Он сделал два экспериментальных открытия, которые касаются темы нашего обсуждения, но, по-видимому, в обоих случаях его опередили.

[1] *Разрешение на издание книги* виконта Брункера, P.R.S., датировано 23 ноября 1664 г.

[2] О Гуке, см. замечательные Уилкинские лекции Э. Н. да К. Андраде, напечатанные в *Proc. R. S.*, CCI (1950), с. 439.

Первое[1] открытие состояло в наблюдении цветов радуги, которые можно видеть при падении света на тонкий слой воздуха, заключенный между двумя стеклянными пластинами или линзами, или при падении света на тонкую пленку любого прозрачного вещества. Это явление нам известно как «цвета тонких пластинок» или «кольца Ньютона»; до Гука их наблюдал Бойль[2]. Во втором экспериментальном открытии[3], сделанном после выхода *Микрографии*, Гук обнаружил, что свет в воздухе не распространяется по прямым линиям, т. е. в пределах геометрической тени непрозрачного тела существует некоторое свечение. Это наблюдение было опубликовано в 1665 году в посмертной работе[4] Франческо Мария Гримальди (1613–63), иезуита, который назвал это явление *дифракцией*.

Теоретические исследования света Гуком были чрезвычайно важны, т. к. они представляли собой переход от декартовой системы к хорошо разработанной теории волн. Гук начал с критики высказывания Декарта о том, что свет — это скорее склонность к движению, чем само движение. «Светящегося тела, — замечает он[5], — не существует, но есть его части, которые движутся в той или иной степени»; и это движение «слишком быстрое». Более того, т. к. некоторые тела (например, отшлифованный или нагретый алмаз в темноте) светятся довольно продолжительное время и не меркнут, из этого следует, что что бы ни двигалось, оно не покидает это тело навсегда, а следовательно, движение должно совершаться по принципу вперед-назад, т. е. оно должно иметь колебательный характер. Амплитуда колебаний должна быть ничтожно мала, поскольку некоторые светящиеся тела (например, тот же алмаз) очень твердые, а потому не могут ощутимо сжиматься или сгибаться.

Итак, сделав вывод о том, что условием испускания света светящимся телом являются частые колебания малой амплитуды, Гук далее заинтересовался, каким образом свет распространяется в пространстве. «Далее следует рассмотреть, — говорит он, — *траекторию* движения света, проходящего через прозрачное тело до наших глаз». Здесь можно сделать некоторые допущения:

«Во-первых, чтобы это тело можно было назвать прозрачным, оно должно быть *восприимчивым* к этому движению и в то же время

---

[1] *Micrographia*, с. 47.

[2] Бойль *Works* (изд. 1772), I, с. 742.

[3] Гук *Posthumous Works*, с. 186

[4] *Physico-Mathesis de lumine, coloribus, et iride* (Болонья, 1665), I, теор. I.

[5] *Micrographia*, с. 55.

не *препятствовать* ему; а во-вторых, части этого тела должны быть однородны или однотипны.

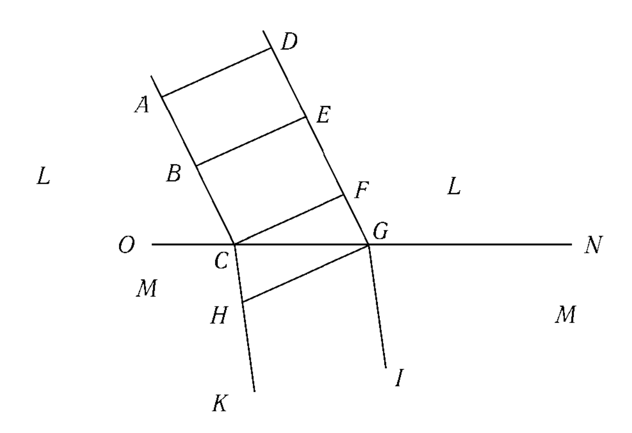
В-третьих, строение и движение частей должно быть таким, чтобы импульсы от светящегося тела могли передаваться или распространяться сквозь него на огромнейшие расстояния за кратчайшее время, хотя я не вижу причины утверждать, что это время должно быть мгновенным.

В-четвертых, движение передается во всех направлениях в *однородной среде* по *прямым* линиям, расходящимся во всех направлениях, подобно лучам из центра сферы.

В-пятых, в *однородной среде* это движение передается с *равной скоростью* во всех направлениях, при этом каждый *импульс* или *колебание* светящегося тела будет образовывать сферу, которая будет постоянно увеличиваться, подобно тому (только в бесконечное число раз быстрее) как волны или круги на поверхности воды расходятся вокруг точки, куда бросили камень, породивший их движение. Отсюда следует, что все волнообразные части этих сфер в *однородной среде* пересекают лучи под прямым углом».

И вот у нас появилась довольно определенная механическая концепция. Она напоминает концепцию Декарта тем, что постулирует среду как переносчик света. Но согласно гипотезе Декарта возмущение есть статическое сжатие в этой среде, тогда как в теории Гука — это быстрое колебательное движение малой амплитуды. Более того, в вышеприведенном отрывке Гук вводит идею о фронте волны, или геометрическом месте точек в любой момент возмущения, возникшего в какой-то точке, и утверждает, что это сфера, центр которой находится в этой точке, а радиусы являются лучами света, исходящими из этой точки.

Далее Гук направил свои усилия на создание механической теории преломления, чтобы заменить ей теорию Декарта. «Поскольку, — говорит он, — все прозрачные *среды* не *однородны* по сравнению друг с другом, мы исследуем, как импульс или движение будет распространяться в *средах* разной прозрачности. Здесь, согласно самому проницательному и замечательному философу *Декарту*, я предположу, что синус угла падения в первой *среде* относится к синусу угла преломления во второй, так же как плотность первой *среды* относится к плотности второй. Под плотностью я понимаю не плотность относительно притяжения (с которым преломление или прозрачность сред никак не связана), а плотность относительно *тра-*



ектории лучей света. В этом отношении разница заключается только в том, что в одной среде импульс распространяется быстрее и слабее, а в другой — медленнее, но сильнее. Но что касается самих импульсов, то преломление придает им некоторое свойство, которое мы сейчас попытаемся объяснить.»

«Предположим, что на первом рисунке $ACFD$ — физический луч, или ABC и DEF — математические лучи, *проведенные* из очень отдаленной точки светящегося тела через *однородную* прозрачную среду LL, а DA, EB, FC — небольшие отрезки сферических импульсов, которые должны пересекаться с лучами под прямым углом, причем эти лучи при падении *под непрямым углом* на плоскую поверхность NO *среды*, которая обеспечивает легкий *переход* к распространению света, преломляются в среде MM в направлении перпендикуляра к этой поверхности. И поскольку эта среда проводит свет на треть легче предыдущей, точка C сферического импульса FC сдвинется к H на 4 интервала, в то время как F, другая конечная точка этого импульса, сдвинется на 3 интервала, и следовательно, полностью преломленный импульс в H будет составлять с преломленными лучами CHK и GI *непрямой угол*».

Хотя это предположение удачно не во всех отношениях, в нем все же заметен явный прогресс по сравнению с подходом к этой же задаче Декарта, который использовал обычную аналогию. Гук пытается понять, что происходит с фронтом волны, когда он попадает на поверхность раздела двух сред; с этой целью он выдвигает верный принцип: та часть фронта волны, которая первая достигает поверхности раздела, входит во вторую среду со скоростью, соответствующей

этой среде, тогда как другая его часть, которая все еще находится в первой среде, движется с прежней скоростью, поэтому фронт волны будет преломляться при переходе из одной среды в другую.

Гук предположил, что это преломление фронта волны является источником цветов, которые получаются при прохождении света через призму. Он рассматривал естественный или белый свет как возмущение простейшего типа, которое состоит из простых и однородных импульсов, перпендикулярных к направлению распространения лучей света, поэтому он заключил, что цвет образуется в результате искажения, которому подвергается это возмущение в процессе преломления. «Преломление, — говорит он, — на поверхности второй среды вызывает дисперсию, расщепление и расширение луча[1]. От прямой линии луч рассеивается по поверхности под непрямым углом, вследствие чего мы наблюдаем цвета». «Цвет, — как он замечает в другом источнике[2], — есть не что иное, как возмущение света переходом импульса в другие прозрачные среды, то есть преломлением». Его точная гипотеза о различии цветов заключалась в том[3], «что голубой — это восприятие сетчаткой глаза падающего под непрямым углом и смешанного импульса света, минимум волны которого обгоняет максимум. Красный — восприятие сетчаткой падающего под непрямым углом и смешанного импульса света, максимум волны которого первым достигает сетчатки».

Теория цветов Гука была полностью опровергнута через несколько лет после ее публикации одним из первых открытий Исаака Ньютона (1642–1727). В начале 1666 г. в руки Ньютона, который в то время был студентом Тринити Колледж (Trinity College), Кембридж, попала треугольная призма. Ему захотелось «тотчас произвести опыты со знаменитым явлением цветов». Для этой цели «затемнив свою комнатку, я проделал небольшое отверстие в ставнях окна, чтобы пропустить солнечный свет; на пути пучка лучей, проходивших через это отверстие, я установил свою призму так, чтобы лучи преломлялись на противоположную стену. Поначалу, наблюдать за появившимися яркими и живыми цветами было для меня развлечением. Но немного погодя я заставил себя взглянуть на них более внимательно, и был удивлен, увидев, что цвета имеют *вытянутую* форму, хотя в соответствии с полученным законом преломления, они

---

[1]Гук *Posthumous Works*, с. 82

[2]К Лондонскому королевскому обществу, 15 февраля 1671–72.

[3]*Micrographia*, с. 64.

должны иметь форму *колец*». Фактически, длина цветового спектра была в пять раз больше его ширины.

Ньютон решил разгадать эту загадку; и проведя еще несколько опытов, нашел верное объяснение: обыкновенный белый свет в действительности является смесью[1] лучей разных цветов, а удлинение спектра происходит из-за разного преломления стеклом этих лучей.

«Пока я размышлял над всем этим, — говорит Ньютон[2], — мне пришлось покинуть Кембридж из-за эпидемии чумы». Это произошло в 1666 г., а научная статья Ньютона на эту тему была представлена Лондонскому королевскому обществу лишь спустя 5 лет после ее написания. В этой статье он выдвинул теорию цветов, совершенно противоположную теории цветов Гука. «Цвета, — говорит Ньютон, — не являются *характеристиками света*, полученными путем преломления, или отражениями естественных тел (как это всегда считалось). Цвета — это *свойства, которые присущи свету изначально*. У разных лучей они различны. В одних лучах присутствует только красный цвет и никакой другой, во вторых — только зеленый, в третьих — только желтый и т. д. Это касается не только чистых цветов, но и их оттенков.

Каждой степени преломляемости соответствует свой цвет, и каждому цвету соответствует своя степень преломляемости.

Каждый цвет и степень преломляемости, соответствующие определенному виду лучей, не изменяются ни под воздействием преломления, ни под воздействием отражения от естественных тел, ни по какой другой причине, которую я мог наблюдать. После отделения любого вида лучей от всех остальных этот вид обладал только своим цветом, несмотря на все мои усилия изменить его».

Публикация новой теории стала причиной жарких споров[3]. Как и следовало ожидать, основным оппонентом стал Гук, который до-

---

[1]Слово *смесь* не означает, что лучи разных цветов (будучи собраны вместе) сохраняют свои свойства подобно составляющим механической смеси. Наоборот, как показал Гуи в 1886 г. (*Journal de Physique*, (2) V, с. 354), естественный белый свет следует представлять (согласно волновой теории) как последовательность коротких *импульсов*, из которых любой спектроскопический прибор, например, призма, *воспроизводит* различные монохроматические лучи. Это происходит вследствие процесса, который является физическим эквивалентом математического разложения произвольной функции на периодические члены по интегральной теореме Фурье.

[2]*Phil. Trans.*, VI (19 февраля 1671–2 гг.), с. 3075.

[3]Астроном Джон Флемстид выразил свои возражения в письме к Коллинзу от 17 апреля 1672 г. Письмо было опубликовано в *Correspondence of scientific men of the XVIIth century* Риго, II, с. 134.

вольно резко критиковал новую теорию. Если вспомнить, что в то время Ньютон только начинал свою карьеру, а Гук был уже человеком в возрасте и имел солидную репутацию, то такая резкость последнего выглядит особенно неблагородной, и, вероятно, именно из-за этих неприятных последствий объявления о его первом великом открытии, Ньютон всегда с большой неохотой представлял свои открытия общественности.

В ходе этого спора у Ньютона появилась возможность дать более полное объяснение своим взглядам на природу света. Гук обвинил его в приверженности к идее о том, что свет — это материальная субстанция. В действительности же, Ньютон очень не любил разного рода домыслы; он отказался от попыток создать всю Вселенную с самых ее основ по образцу Декарта и стремился лишь сформулировать законы, которые непосредственно управляют реальными явлениями. Что касается оптики, он хотел создать теорию, свободную от размышлений о скрытом механизме света. Соответственно, в ответ на критику Гука он заявил[1], что его взгляды на цвет никоим образом не связаны с каким бы то ни было особым пониманием элементарной природы оптических процессов.

Однако Ньютону не удалось объединить световые явления в понятную и убедительную теорию, не прибегая при этом к гипотезам. Гипотезу Гука о том, что свет состоит из колебаний эфира, он отрицал по причинам, которые в то время не подвергались ни малейшему сомнению (и которые опровергли только век спустя). Одна из этих причин заключалась в неспособности волновой теории объяснить прямолинейное распространение света, а другая — в ее неспособности объяснить явление поляризации (которое обнаружил Гюйгенс, а впервые правильно интерпретировал сам Ньютон). В целом, Ньютон, видимо, придерживался некоторой системы воззрений, которую кратко можно представить следующим образом[2].

---

[1] *Phil. Trans.*, VII (1672), с. 5086.

[2] Сравн. научную статью Ньютона в *Phil. Trans.*, VII (1672); его научную статью, представленную Лондонскому королевскому обществу в декабре 1675 г. (напечатана в *History of the Royal Society of London* Т. Бирча) (4 т. 1756–7), III, с. 247; его *Optiks*, особенно вопросы 18, 19, 20, 21, 23, 29; Схолию в конце *Principia*; и письмо Бойлю, написанное в феврале 1678–9 г. и напечатанное в *Newtoni Opera* Хорсли, с. 385 и в *Correspondence* Риго, II, с. 407.

В книге *Principia* I, § XIV проведена аналогия между лучами света и потоками корпускул. Но Ньютон не связывает себя ни с одной теорией света, основанной на подобной аналогии.

Все пространство заполнено упругой средой или *эфиром*, который способен распространять световые колебания так же, как воздух распространяет звуковые колебания, только с гораздо бóльшей скоростью.

Этот эфир заполняет поры всех материальных тел и является причиной их межмолекулярной связи; его плотность меняется от одного тела к другому, достигая своего максимума в свободных межпланетных пространствах. Эфир — это не обязательно однородная субстанция, но подобно тому как воздух содержит водяной пар, эфир может содержать различные «эфирные пары», которые способны создавать явления электричества, магнетизма и тяготения.

Нельзя предположить, по уже упомянутым причинам, что свет состоит из колебаний эфира. Значит, свет следует рассматривать как «нечто другое, распространяющееся от прозрачных тел. Кто хочет, может считать, что это совокупность различных перипатетических качеств. Другие могут предположить, что это множество невообразимо малых и быстрых корпускул различных размеров; эти корпускулы исходят от светящихся тел на огромных расстояниях друг от друга, но через неощутимо малые промежутки времени, и постоянно движутся вперед в соответствии с принципом движения, согласно которому в начале они ускоряются до того момента, когда сопротивление эфирной среды становится равным силе этого принципа. Это весьма похоже на то, как тело, брошенное в воду, сначала тоже ускоряется, но затем сопротивление воды становится равным силе тяжести. Те, кому это не нравится, могут представить свет как любое другое телесное излучение, как любой импульс или движение любой другой среды, как движение эфирного пара, который рассеивается в основном теле эфира, или как все то, что они могут счесть уместным для этой цели. Чтобы избежать ненужных споров и сделать эту гипотезу общей, пусть каждый представляет то, что ему нравится, но при одном условии: каким бы ни был свет, он состоит из лучей, которые отличаются друг от друга по случайным параметрам: величине, форме или энергии»[1].

В любом случае, свет и эфир способны взаимодействовать; эфир — это просто промежуточное состояние между светом и весомой материей. Когда луч света встречает слой эфира, более плотный или более редкий, чем тот, через который он только что проходил, то он, как правило, отклоняется от своей прямолинейной траектории

[1]Лондонское королевское общество, 9 дек. 1675 г. (Бирч, III, с. 255)

движения, и разница плотностей эфира в двух материальных средах на основе этих принципов объясняет отражение и преломление света[1]. Сгущение или разрежение эфира, появляющееся из-за присутствия материального тела, распространяется на небольшое расстояние от поверхности этого тела, так что вызванный этим явлением изгиб в действительности является непрерывным и плавным. Это объясняет дифракцию света, которую Ньютон определил как «всего лишь новый вид преломления, вызванного, возможно, небольшим ростом разреженности внешнего эфира при приближении к непрозрачному телу по сравнению с его состоянием в свободном пространстве».

Хотя Ньютон и не считал, что циклические колебания его эфира образуют свет, хаотическая турбулентность этого эфира довольно точно отразила его концепцию тепла. Он полагал, что, когда материальное тело поглощает свет, в эфире начинаются колебания, которые мы рассматриваем как тепло, которое всегда образуется в таких случаях. Передачу тепла от нагретого тела к находящемуся с ним в контакте охлажденному Ньютон понимал как передачу, вызванную колебаниями эфира, распространяющимися между телами. Также он предполагал, что именно резкое возбуждение эфирных движений побуждает раскаленные субстанции испускать свет.

Если согласиться с Ньютоном и допустить, что колебания эфира не создают свет, даже если они могут быть тесно связаны с ним, то наиболее определенно и логично предположить, что лучи света — это потоки корпускул, испускаемые светящимися телами. Хотя сам Декарт не выдвигал эту гипотезу, она была настолько похожа на его общую схему, что поколение ученых времен Ньютона (большинство из которых находилось под влиянием декартовской философии) из множества предлагаемых Ньютоном гипотез инстинктивно выбрало именно эту. В дальнейшем ученые, как правило, связывали эту гипотезу с именем Ньютона. Любопытный аргумент в ее пользу предоставило явление, которое к тому времени было известно уже около полувека. Примерно в 1630 году Винченцо Каскариоло, сапожник из Болоньи, обнаружил, что вещество, которое впоследствии получило название *болонийского камня* или *болонийского фосфора*, обладает свойством свечения в темноте, если до этого его некоторое время подержать на солнечном свете. Сохранение света, которое, по-видимому, имеет место, проще всего объяснить с помощью корпускуляр-

---

[1] Ньютоново доказательство закона преломления в *Optiks*, I, § 6, в принципе, незначительно отличается от доказательства Декарта.

ной теории. Однако, когда было обнаружено, что фосфорицирующие вещества не обязательно испускают тот же вид света, воздействию которого они подвергались, этот факт указал другое направление.

В соответствии со своим первым открытием, Ньютон рассматривал цвет как неотъемлемую характеристику света и заключил, что цвет должен быть связан с каким-то особым свойством корпускул или колебаний эфира. Корпускулы, соответствующие разным цветам, подобно звучащим телам с различной высотой тона, как он отмечал, вызывают в эфире колебания разных типов. «Если каким бы то ни было образом разделить эти колебания неравной продолжительности, то наибольшее даст ощущение *красного* цвета, наименьшее или кратчайшее — *фиолетового*, а промежуточные колебания дадут те цвета, которые находятся между красным и фиолетовым. Это весьма похоже на то, как тела, в соответствии с их размером, формой и движением вызывают в воздухе колебания разной продолжительности, которые, в зависимости от этой продолжительности, образуют звук того или иного тона»[1].

В этом высказывании впервые формулируется очень важный принцип: однородный свет по своей природе *периодичен*, и каждому периоду соответствует свой цвет. Очевидная аналогия со звуком ярко выражена в работе Гюйгенса *Трактат о свете* (*Traite de la lumière*), на которой позднее мы остановимся подробнее[2]. Между прочим, отметим, что одной теории Ньютона о периодичности колебаний в упругой среде (которую он связал[3] с объяснением распространения звука) было бы достаточно, чтобы поставить его в один ряд с теми, кто оказал огромное влияние на теорию света, даже если бы он не привнес существенного вклада в дальнейшее развитие этой теории.

Большое внимание Ньютон уделял цветам тонких пластинок. Он очень точно определил эмпирические законы этого явления. Для их объяснения он предположил, что «каждый луч света, проходя через любую поверхность преломления, переходит в некоторое промежуточное состояние. При дальнейшем следовании луча это состояние появляется через равные интервалы времени. При каждом

[1] *Phil. Trans.*, VII (1672), с. 5088.

[2] Предположение о том, что цвет монохроматического света зависит от периода колебаний и что яркость возрастает с ростом амплитуды колебаний, возможно, впервые было высказано в 1699 г. Н. де Мальбраншем (1638–1715).

[3] Ньютон *Principia*, II, предл. XLIII-1.

появлении оно помогает лучу легко проходить через следующую поверхность преломления. А в моменты отсутствия этого состояния луч отражается этой поверхностью»[1]. Он обнаружил, что интервал между двумя последовательными возможностями «легкого прохождения» или «длина приступа» изменяется в зависимости от цвета. Наибольшая длина приступа соответствует красному свету, наименьшая — фиолетовому. Тогда, если луч однородного света попадает на тонкую пластинку, то его прохождение и отражение от двух поверхностей будет зависеть от отношения длины приступа к толщине пластинки. На основе этого он создал теорию цветов тонких пластинок. Очевидно, что «длина приступа» Ньютона в некоторой степени соответствует величине, которую в волновой теории называют длиной световой волны; однако несмотря на то, что *теория приступов легкого прохождения и отражения* была убедительным объяснением многих явлений, неизвестных современникам Ньютона, после триумфального появления волновой теории в XIX в. от нее отказались[2].

Теория света Ньютона привела его к переписке с Игнасом-Гастоном Парди (1636–73)[3], профессором математики в парижском Коллеж де Клермон (Collège de Clermont) (впоследствии известном как Коллеж Луи-ле-Гран (Collège Louis-le-Grand)). В результате Парди (который был картезианцем), казалось, убедился в истинности доктрины Ньютона. Однако ему очень нравилась волновая гипотеза (которая, впрочем, не противоречила идее Ньютона), и незадолго до своей ранней смерти он написал диссертацию по волновому движению. Она, видимо, повлияла на Гюйгенса, видевшего ее в Париже. Парди в общих чертах предсказал понятие аберрации (отклонения), которое открыли только более полувека спустя, и отрицал гипотезу Декарта о том, что свет обладает бесконечной скоростью.

Во времена публикации работы Гука *Микрография* и теории цветов Ньютона было неизвестно: распространяется ли свет мгновенно или его скорость конечна. Много лет назад Галилео[4] предпринял попытку разрешить этот вопрос экспериментальным путем. Он поставил двух человек с фонарями на значительном расстоянии

---

[1] *Opticks*, II, предл. 12.

[2] Однако эта теория была замечательным предвестником квантовой теории двадцатого века: «приступы легкого прохождения и отражения» соответствуют *вероятностям перехода* в квантовой теории.

[3] Два письма Парди опубликованы в *Phil. Trans.*, VII (1672), сс. 4087, 5012, в сопровождении комментариев Ньютона.

[4] *Discorsi e dimostrazioni matematiche*, p. 43 издание Эльзевира 1638 г.

друг от друга; одному из них он приказал наблюдать, когда второй откроет фонарь и открыть свой в тот момент, когда он увидит свет первого фонаря. Но время, необходимое свету для распространения, слишком мало, чтобы его можно было измерить таким образом, и, в конце концов, это открытие сделал астроном. В 1675 году Олаф Ремер[1] (1644–1710), датчанин по национальности, который в то время жил в Париже и преподавал математику дофину Франции, наблюдал, что затмения первого спутника Юпитера, по-видимому, подвергались воздействию какой-то неизвестной возмущающей причины. Этот процесс замедлялся, когда Земля и Юпитер, двигаясь по орбитам, максимально удалялись друг от друга и ускорялся в противоположном случае. Ремер объяснил это тем, что свету требуется конечное время, чтобы дойти от спутника до Земли, и, наблюдая затмения, он рассчитал, что для прохождения света от Солнца до Земли (так называемое *световое уравнение*) необходимо 11 мин.[2]

Вскоре, после открытия Ремера, Христиан Гюйгенс (1629–95) значительно усовершенствовал и расширил волновую теорию света. В 1678 г.(в это время он жил в Париже) Гюйгенс сообщил о полученных им результатах Кассини, Ремеру, Де ла Гиру и другим физикам французской академии и подготовил достаточно объемную рукопись по этой теме. Он предложил перевести ее на латинский язык и опубликовать вместе с трактатом об оптике телескопов. Но перевод давался с трудом, и через двенадцать лет он решил напечатать работу по волновой теории в первоначальном виде. В 1690 г. она

---

[1] *Mem. de l'Acad.* X (1666–99), p. 575. Ремер, который впоследствии был назначен директором копенгагенской обсерватории, изобрел множество астрономических инструментов, самыми заметными из которых были экваториальный инструмент и тахеометр.

[2] Вскоре значение, полученное Ремером, признали слишком большим. В течение следующих 50 лет астрономы сократили его до 7 мин. Деламбр после собственного исследования, детали которого, видимо, были полностью уничтожены, опубликовал в 1817 году значение 493,2 сек., которое он получил, исследуя затмения спутников Юпитера за предыдущие 150 лет. Глазенап в своей первой научной работе, опубликованной в 1875 году, рассматривал затмения первого спутника, которые происходили за период с 1848 по 1870 гг. Путем различных допущений он получил значения в промежутке между 496 сек. и 501 сек., причем наиболее вероятным значением он считал 500,8 сек. А в 1909 году Сэмпсон получил значение 498,64 сек. из своего собственного толкования наблюдений Гарварда, и 498,79 сек. из толкования Гарварда с вероятной ошибкой в $\pm 0{,}02$ сек. Причиной некоторых неточностей, возникающих при определении времени прохождения света, является неровность поверхности Юпитера.

вышла в Лейдене[1] под названием «Х.Г.Д.З.»[2] *Traite de la lumière où sont expliquees les causes de ce qui luy arrive dans la reflexion et dans la refraction. Et particulièrement dans l'etrange refraction du cristal d'Islande.*

Гюйгенсу казалось, что гипотезу Гука о том, что свет — это, в сущности, одна из форм движения, подтверждают процессы, происходящие с зажигательными стеклами; поскольку из-за возгорания, вызванного фокусом стекла, молекулы тел разлагаются, что, по мнению Гюйгенса, следует воспринимать как верный признак движения, если, подчиняясь философии Декарта, мы ищем причину всех природных явлений в чисто механических действиях[3].

Тогда возникает вопрос: является ли это движение движением среды, как предполагает в своей теории Гук, или его можно сравнить с полетом стрел, как объясняет корпускулярная теория? Гюйгенс решил, что первый вариант является единственно логичным, поскольку лучи света распространяются в направлениях, расположенных относительно друг друга таким образом, что лучи никоим образом не могут пересекаться.

Кроме того, Торричелли уже показал, что свет свободно передается как в воздухе, так и в вакууме, из чего Гюйгенс сделал вывод, что среда или эфир, в котором происходит распространение света, должна присутствовать во всей материи и даже в так называемой пустоте. Следовательно, свет состоит из возмущений, которые с огромной скоростью распространяются в высокоупругой среде, состоящей из очень тонкой материи.

Процесс волнового распространения света Гюйгенс рассматривал, используя принцип, который был впервые введен именно в то время[4] (с тех пор этот принцип носит его имя). Принцип можно сформулировать следующим образом: рассмотрим фронт волны[5], или геометрическое место точек возмущения, существующее в опре-

---

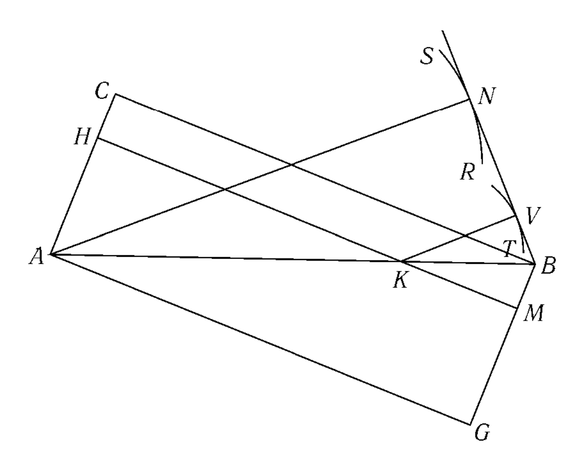
[1]К этому времени Гюйгенс вернулся в Голландию.

[2]Сравн. Христиан Гюйгенс де Зуйлихем. Традиция обозначать имена инициалами была обычной в то время. Перевод на английский С. П. Томпсона, Лондон, 1912.

[3]Из первого диалога Беркли между Гиласом и Филоном может показаться, что это мнение нашло поддержку в Англии в 1713 г. «Гилас: Скажу тебе, Филон, что внешний свет — это ничто иное, как тонкая текучая субстанция, крошечные частицы которой, возбужденные быстрым движением, сообщают различные движения зрительным нервам».

[4]*Traite de la lum.*, с. 17.

[5]Необходимо отметить, что «волны» Гюйгенса современные ученые, следуя Гуку, называют «импульсами»; Гюйгенс же никогда не считал, что цугам настоящих волн свойственна периодичность.



деленный момент времени t_0. Тогда каждый элемент поверхности фронта волны можно рассматривать как источник вторичной волны, которая в однородной изотропной среде будет распространяться наружу от элемента поверхности фронта волны в форме сферы, радиус которой в любой последующий момент времени t пропорционален $(t - t_0)$. А фронт волны, который представляет полное возмущение в момент времени t, является огибающей вторичных волн, которые возникают из различных элементов поверхности исходного фронта волны. Введение этого принципа позволило Гюйгенсу объяснить явления преломления и отражения, тогда как Гуку и Парди это не удалось. Метод Гюйгенса заключался в объединении его собственного принципа с принципом Гука о последовательном прохождении правой и левой сторон фронта волны в тот момент, когда он достигает поверхности раздела двух сред. Реальное объяснение отражения заключается в следующем.

Пусть AB — это поверхность раздела сред, где происходит отражение. AHC — падающий фронт волны в момент времени t_0, а GMB — положение, которое фронт волны будет занимать в более поздний момент t, если распространение света не будет прервано отражением. Тогда по принципу Гюйгенса вторичная волна из т. A в момент t будет являться сферой RNS радиуса AG; возмущение от т. H, достигнув поверхности раздела в т. K, образует вторичную волну TV радиуса KM. Аналогично можно найти вторичную волну, соответствующую любому другому элементу исходного фронта волны. Очевидно, что огибающей этих вторичных волн, которая

представляет конечный фронт волны, будет плоскость BN, которая наклонена к AB под тем же углом, что и AC. Отсюда вытекает закон отражения.

Закон преломления устанавливается путем подобного рассуждения на основе предположения, что скорость света зависит от среды, в которой он распространяется. Поскольку луч, проходящий из воздуха в стекло, отклоняется вовнутрь по отношению к нормали, то можно сделать вывод, что в стекле свет движется медленнее, чем в воздухе.

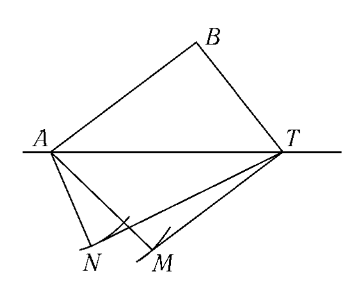
Гюйгенс предложил физическое объяснение изменения скорости света в разных средах, предположив, что прозрачные тела состоят из твердых частиц, которые взаимодействуют с материей эфира, изменяя ее упругость. Развивая эту идею, он объяснил непрозрачность металлов, предположив, что одни частицы металлов твердые (они отвечают за отражение), а остальные мягкие (они препятствуют движению свечения, ослабляя его).

Вторая часть *Трактата о свете* посвящена явлению, которое было обнаружено за несколько лет до его написания датским философом Эрасмусом Бартолином (1625–98). Один моряк привез из Исландии в Копенгаген несколько красивых кристаллов, которые он собрал в заливе Роерфорд. Они попали к Бартолину, который заметил[1], что, если смотреть через один из этих кристаллов на небольшой предмет, то, кажется, что этот предмет удваивается. Бартолин счел прямой причиной этого явления то, что луч света, попадая в кристалл, в общем случае разделяется на *два* преломленных луча. Один из этих лучей подчиняется обыкновенному закону преломления, а второй, названный *необыкновенным* лучом, подчиняется совершенно иному закону, который Бартолин так и не смог определить.

С этого момента данным вопросом занялся Гюйгенс. Поскольку в его понимании каждый луч света соответствует распространению фронта волны, то два луча в исландском шпате должны соответствовать двум разным фронтам волны, которые распространяются одновременно. Для Гюйгенса эта идея не представила никакой сложности, он сказал: «Пространство, занимаемое несколькими видами материи, определенно позволяет распространяться несколькими видам волн, скорость которых различна; поскольку именно это и происходит в воздухе, смешанном с материей эфира, где распространяются и звуковые, и световые волны».

[1]*Experimenta cristalli Islandici disdiaclastici*, 1669.

Поэтому он решил, что возмущение света, вызванное в любой точке внутри кристалла исландского шпата, распространяется в форме волновой поверхности, состоящей из сферы и сфероида с центром в источнике возмущения. Сферический фронт волны соответствует обыкновенному лучу, а сфероидный — необыкновенному; и направление преломления необыкновенного луча можно определить с помощью геометрического построения, в котором сфероид занимает место сферы при построении обыкновенного луча.



Итак, пусть плоскость рисунка находится под прямым углом к пересечению фронта волны с поверхностью кристалла. Пусть AB представляет след падающего фронта волны. Допустим, что возмущение от т. B достигает поверхности раздела сред в т. T за единицу времени. За это же время возмущение от т. A распространится в кристалле в форме сферы и сфероида; так что фронтом волны, соответствующим обыкновенному лучу, будет плоскость, касательная к сфере и проходящая через линию, следом которой является т. T ; а фронтом волны, соответствующим необыкновенному лучу, будет плоскость, касательная к сфероиду и проходящая через ту же линию. Точки соприкосновения N и M определят направления AN и AM двух преломленных лучей[1] внутри кристалла.

В своей работе *Трактат о свете* Гюйгенс не делал попыток дать детальное физическое объяснение сфероидной волны, хотя и рассказал о ней в письме к Папену[2], написанном в декабре 1690 года. «Что касается видов материи, содержащихся в исландском шпате, — говорит он, — то я полагаю, что один из них состоит из небольших сфероидов, а другой — занимает промежутки между этими сфероидами, тем самым являясь их связкой. Кроме этих двух видов материи там присутствует еще и материя эфира, которая пропитывает весь кристалл, находясь как между частицами двух вышеупомянутых ма-

[1]Слово *луч* в волновой теории всегда применяется по отношению к линии, проходящей от центра волны (т.е. источника возмущения) до точки на ее поверхности, независимо от угла наклона этой линии к элементу поверхности волны, к которому она примыкает, т.к. эта линия обладает оптическими свойствами «лучей» теории излучения.

[2]Гюйгенс *Œuvres* (изд. 1905), X, с. 177.

терий, так и внутри этих частиц. Я считаю, что и малые сфероиды, и материя, заполняющая пространство между ними, состоят из небольших неподвижных частиц, среди которых рассеяны еще меньшие частицы эфира, находящиеся в постоянном движении. Нет причины, по которой обыкновенный луч в кристалле не может быть вызван волнами, которые распространяются в этой эфирной материи. Для объяснения необыкновенного преломления я представлю другой вид волн, который переносит как материя эфира, так и два других вида материи, из которых состоит кристалл. Я полагаю, что материя малых сфероидов передает такие волны немного быстрее, чем материя эфира; а материя, которая окружает сфероиды, передает эти волны немного медленее, чем та же материя эфира... Эти же волны, распространяясь в направлении ширины сфероидов, встречают на своем пути, главным образом, материю сфероидов или, по крайней мере, меньше препятствий, а потому распространяются немного быстрее. Таким образом, распространение светового возмущения можно рассматривать как сфероидный слой».

Проводя опыты с исландским шпатом, Гюйгенс сделал еще одно важнейшее открытие[1]. Он заметил, что два луча, образующиеся при двойном лучепреломлении, впоследствии ведут себя отлично от обыкновенного света, который не подвергался двойному лучепреломлению; в частности, когда один из этих лучей падает на второй кристалл исландского шпата, то при некоторых обстоятельствах он образует два преломленных луча, а при других — всего один. Поведение луча при втором преломлении можно изменить простым вращением второго кристалла вокруг луча, взятого в качестве оси: луч подвергается обыкновенному или необыкновенному преломлению, в зависимости от расположения главного сечения кристалла в этом же или другом (перпендикулярном ему) направлении.

Первые попытки объяснить наблюдения Гюйгенса были предприняты Ньютоном. В 1717 г. он показал[2], что луч, образующийся при двойном лучепреломлении, отличается от луча обыкновенного света так же, как длинный прут с прямоугольным сечением отличается от такого же прута с круглым сечением. Другими словами, свойства луча обыкновенного света одинаковы по отношению ко всем направлениям, перпендикулярным направлению его распространения, тогда как луч, полученный в процессе двойного лучепреломления,

---

[1] *Theorie de la lumière*, с. 89.

[2] Второе издание *Оптики* Ньютона, вопрос 26.

видимо, имеет *стороны* или обладает свойствами, связанными с особыми направлениями, перпендикулярными его направлению. Процесс преломления такого луча на поверхности кристалла зависит от положения его сторон относительно главной плоскости кристалла.

Ньютону[1] казалось, что такие свойства луча света не согласуются с гипотезой, которая проводит аналогию между световыми и звуковыми волнами. В этом он был прав; он совершенно справедливо возражал против волновой теории, как ее понимали его современники[2], но он не возражал бы против теории[3], которую столетие спустя выдвинули Юнг и Френель.

Хотя главные исследования Гюйгенса в области оптики появились позднее открытий, сделанных Ньютоном в 1666–72 гг., он все же был старше Ньютона на тринадцать лет, и, что касается представления физической реальности, он в основном придерживался взглядов Декарта. Как и Декарт, он считал, что эфир состоит из мельчайших частиц и пытался объяснить тяготение наличием эфира, полагая, что он быстро вращается в области пространства, окружающей Землю, — фактически образуя декартов вихрь — и под действием центробежной силы этого вихря земные объекты смещаются к центру Земли. Однако, как мы уже знаем (с. 25), он прекрасно осознавал ошибочность принципа, на котором Декарт основывал свой подход к изучению Природы.

В 1687 году в работе Ньютона *Начала* был опубликован точный закон тяготения, справедливый для всей Вселенной, благодаря которому появилась возможность рассчитать движения всех небесных тел. Этот закон звучит так: две любые материальные частицы притягиваются друг к другу с силой, прямо пропорциональной произведению их масс и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними. Ньютон претендовал лишь на то, что его открытие дает необходимый инструмент для математического прогнозирования, и подчеркнул, что оно никоим образом не касается вопроса о механизме тяготения. Хотя он предположил, что плотность эфира в пространстве может изменяться, а тела стремятся двигаться из более плотных областей среды в менее плотные: но независимо от истинно-

---

[1]*Optiks*, вопрос 28.

[2]Которая предполагала, что колебания происходят в направлении распространения волн.

[3]В которой подразумевалось, что колебания происходят в направлении, перпендикулярном направлению распространения волн.

сти этого объяснения, Ньютон говорил, что полагать, «что одно тело может воздействовать на другое, находящееся от него на некотором расстоянии, через вакуум без каких-либо «посредников», ... — для меня настолько абсурдно, что по-моему ни один человек, обладающий хотя бы малейшим представлением о философских материях, не может в это верить».

Работа Ньютона была настолько блестящей, что просто удивительно, как медленно она вытесняла теорию вихрей Декарта. После публикации *Начал* прошло уже много времени, а учебником естествознания в Кембридже все еще оставался перевод (с французского на латинский) *Физики* Рохо — работы истинного картезианца. Уистон писал, что возвратившись в Кембридж после посвящения в духовный сан в 1693 г., он возобновил там изучение «в частности, математики и философии Декарта, так как только они были в то время в моде. Но незадолго до этого с большим трудом и без какого бы то ни было содействия я с огромным рвением начал изучать замечательные открытия сэра Исаака Ньютона»[1]. Изменение характера официального учения произошло довольно любопытным образом. Рьяный последователь Ньютона, д-р Самюэль Кларк, примерно в 1718 г. опубликовал новый вариант перевода Рохо с текущим комментарием, который, на первый взгляд, не противоречил ни языку, ни тексту, но фактически опровергал написанное. Это издание заменило прежнее, и молодое поколение спокойно восприняло новое знание.

Первым британским университетом, где учение Ньютона было введено в официальную программу, стал, видимо, эдинбургский университет, где с 1683 по 1690 гг. работал друг Ньютона, профессор Дэвид Грегори. Если вновь обратиться к Уистону: «Он заставил нескольких ученых продолжить Деяния, как мы их называем, в нескольких областях философии Ньютона. А мы «жалкие людишки» из Кембриджа с усердием изучали ложные гипотезы картезианцев»[2].

На континенте же перемены происходили еще медленнее. «Француз, приехав в Лондон, — писал Вольтер в 1730 году, — обнаружит, что философия там совершенно изменилась, как, впрочем, и все остальное. Он знал «*пространство, заполненное веществом*», а сейчас это уже «*вакуум*»[3]. И такой перемене Вольтер дал

[1]У. Уистон *Memoirs* (1749), I, с. 36.

[2]Ibid. с. 36.

[3]Вольтер *Lettres philosophique*, письмо 14.

весьма удивительное объяснение. «Людей раздражает не само явление, — сказал он[1], — а его название. Если бы в своей замечательной философии Ньютон не использовал слово *притяжение*, то каждый член нашей Академии увидел бы в ней истину; но, к сожалению, в Лондоне он использовал слово, к которому в Париже относятся с насмешкой, и только поэтому о нем составили неблагоприятное суждение столь поспешно, что в скором будущем эта поспешность вряд ли сделает большую честь его оппонентам»[2].

В Германии Лейбниц описал формулу Ньютона как возвращение к несостоятельной схоластическоой идее о *скрытых качествах*[3], а в середине XVIII в. Эйлер и оба Бернулли основали свое объяснение магнетизма на гипотезе о вихрях[4].

То, что французские картезианцы не приняли закон тяготения (закон обратных квадратов), открытый Ньютоном, так разозлило его молодых учеников, что они сплотились в оппозицию и отвергли не только идею о вихрях, но и всю систему воззрений Декарта, включая эфир. Ко второму изданию (1713 г.) *Начал* Роджер Котс (1682–1716) написал предисловие, в котором он защищает закон Ньютона о действии на расстоянии как единственную формулировку, которая обобщает результаты опытов и не выдвигает бесполезных предположений, не поддающихся проверке. Принцип, провозглашенный Котсом, заключается в том, что цель теоретической физики — это предсказание будущих событий, а все, что не является необходимым для достижения этой цели и что нельзя вывести непосредственно из наблюдаемых фактов, нужно убрать. В данном утверждении явно присутствует вопрос о том, что же является фундаментальным в философии природы и на что сто́ит обратить более пристальное внимание.

Исследования физиков-теоретиков частично связаны с событиями, которые можно действительно наблюдать — назовем их явлениями — а частично с событиями, которые сами по себе невозможно обнаружить, но их существование предполагается в целях установления преемственности отдельных событий, наблюдаемых в действи-

[1]В письме к М. де ля Кондамину, датированном 22 июня 1734 года, напечатанном в *Œuvres complètes de M. de Voltaire* (Де Пон, 1791–2), том 79, с. 219.

[2]Возможно, им больше понравился бы термин Декарта «побуждение».

[3]С. Кларк *Papers which passed between Mr. Leibnitz and Dr. Clarke* (1717), с. 265

[4]Их научные работы были удостоены премии Парижской академии наук в 1743 году, а в 1752 году они были опубликованы в *Recueil des pièces qui ont remporte les prix de l'Acad.*, том V.

тельности. Считается, что в логически связной картине мира подобная преемственность необходима. Такие гипотетические события современные ученые[1] называют *промежуточными явлениями.* Пример такого явления можно взять из оптики: свет невозможно ощутить, пока он не столкнется с материей: эти столкновения и есть явления, но поскольку скорость света конечна, существуют промежутки времени между последовательными столкновениями с материей; и если принять, что световое возмущение продолжает существовать в некоторой форме между точкой, которую оно покидает, и точкой, в которой оно появляется, то в этом промежуточном состоянии его можно классифицировать как промежуточное явление. В качестве другого примера можно взять тяготение. Если допустить, что скорость распространения тяготения конечна (на сегодняшний день это уже доказано), то вопрос о том, что происходит во время его распространения, можно сразу отнести к области промежуточных явлений. Согласно принципу Котса, промежуточные явления не следует брать в расчет, потому что их невозможно наблюдать, а также потому что формулы для предсказания можно вывести и без них. Да и относятся они скорее к метафизике, чем к физике. С другой стороны, школа, первыми знаменитыми выходцами которой были Декарт и Гюйгенс и к которой принадлежали практически все физики на протяжении следующих двух веков, считала понимание промежуточных явлений одной из первостепенных целей натурфилософии и рассматривала это понимание как перенос идей за пределы явлений, в области более глубокие и онтологически обоснованные.

Современники Котса полагали, что распространение тяготения происходит мгновенно, а следовательно, времени на промежуточное явление оставаться не должно. Когда в XVIII веке физики экспериментально обнаружили, что закон Ньютона действительно работает и дает формулы, с помощью которых можно предсказать практически любое наблюдаемое в Солнечной системе движение, тогда как поиски объяснения промежуточных явлений не приводят ни к каким практическим результатам, возникло мнение в поддержку Котса, которое вскоре нашло немало сторонников. В середине этого же века хорватский иезуит Р. Бошкович (1711–87), который был первым сторонником идей Ньютона в Италии, попытался объяснить все известные физические явления с точки зрения действия на расстоянии

[1]Например Г. Райхенбах.

между точечными частицами[1]. В результате, несмотря на блестящее развитие волновой гипотезы Гюйгенсом, от идеи светоносного эфира отказались и почти повсеместно приняли корпускулярную теорию света.

Но даже тогда многие не теряли надежду понять промежуточные явления. Любопытную попытку создать объединенную теорию Декарта – Ньютона предпринял Жорж Луи Лесаж[1], который предложил объяснить явление тяготения через эфир Декарта, т.е. облако крошечных частиц — *расположенных за пределами* Солнечной *системы корпускул* — как он назвал их. Он полагал, что эти корпускулы (напоминающие нейтрино по понятиям современных физиков-атомщиков) существуют в огромном количестве во всех областях пространства и движутся во всех направлениях с большой скоростью. Далее он предположил, что их диаметры малы по сравнению с расстоянием между ними, и поэтому столкновения между ними очень редки. Значит две частицы простого вещества в некоторой степени защищали бы друг друга от бомбардировки корпускулами, причем каждая частица получала бы меньше ударов с той стороны, где находится соседняя частица. Лесаж показал, что это явление эквивалентно силе притяжения между частицами, которая изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния между ними, и эту силу он отождествлял с силой, открытой Ньютоном.

[1]Boscovich, *Theoria Philisiphiae Naturalis*, Venice, 1763.
[1]*Mem. de Berlin* for 1782 (Berlin, 1784), c. 404.

Глава 2

Электричество и магнетизм до введения потенциалов

Людям древнего мира были известны любопытные свойства двух веществ: янтаря ($\tilde{\eta}\lambda\varepsilon\kappa\tau\rho o\nu$) и магнитного железняка ($\dot{\eta}$ $\lambda \acute{\iota}\theta o\varsigma$ $M\alpha\gamma\nu\tilde{\eta}\tau\iota\varsigma$). Первый, если его потереть, притягивает легкие предметы, второй — способен притягивать железо.

Во времена классической античности еще не знали, что магнит можно использовать для определения направления на море; поэтому на вопросы, где, когда и кем был изобретен компас, ответить с абсолютной определенностью невозможно. До недавнего времени считалось, что его изобрели в Китае, а арабы привезли его в район Средиземного моря, где о нем узнали крестоносцы. Однако это не так. Китайцам еще в конце XI в. было известно свойство магнита ориентироваться в определенном направлении, но применять это свойство в навигации они начали лишь в конце XIII века. Свидетельств того, что арабы внесли свой вклад в изобретение компаса или первыми начали распространять информацию о нем, не существует. Самые ранние упоминания о компасе (примерно 1186 год) встречаются в работе монаха Св. Альбана Александра Некама (1157–1217), причем он не говорит о компасе как о чем-то новом. Почти нет сомнений в том, что компас был известен в северо-западной Европе, возможно, в Англии, раньше, чем где-либо еще[1].

Наука о магнетизме была одной из немногих наук, которые хоть как-то развивались в средние века. На это указывает открытие фундаментальной важности, которое в XIII в. сделал уроженец Пикардии, Пьер де Марикур[2].

[1] Раннюю историю магнетизма очень подробно и обстоятельно излагает А. Крайтон Митчелл *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, XXXVII (1932), 105; XLII (1937), 241; XLIV (1939), 77, LI (1946), 323.

[2] Его работа *Epistola Petri Peregrini de Maricourt de magnete* написана в 1269 году. В то время еще были живы Св. Альберт Великий и Св. Томас, но ни они, ни их преемники не упоминают об этой работе.

Взяв естественный магнит или магнитный камень круглой формы, он положил на него иглу и провел линию вдоль установившегося положения иглы. Затем он перекладывал иглу на другие части камня и также проводил линии. Когда вся поверхность камня покрылась такими линиями, то стало очевидным их общее расположение: они образовали круги, опоясывающие камень точно так же, как меридианы долготы опоясывают Землю; кроме того, в противоположных концах камня были две точки, через которые проходили все круги так же, как все меридианы проходят через северный и южный полюса Земли[1]. Пораженный такой аналогией Перегрино предложил назвать эти точки *полюсами* магнита. Он заметил, что способ установления магнитов и их притяжения друг к другу зависит исключительно от положения их полюсов, словно в них сосредоточена вся сила магнита. Именно так появились теории полюсов и поляризации, которые впоследствии сыграли такую важную роль в натурфилософии.

Наблюдения Перегрино незадолго до Декарта весьма расширил Уильям Гильберд или Гильберт[2] (1540–1603). Гильберт родился в Кольчестере; закончив Кембридж, он занялся медицинской практикой в Лондоне и был удостоен чести стать врачом королевы Елизаветы. В 1600 г. он опубликовал работу[3] по магнетизму и электричеству, с которой и начинается современная история обеих наук.

На исследованиях Гильберта в области электричества мы остановимся позднее; в области же магнетизма он сделал фундаментальное открытие причины ориентации магнитной иглы в определенном направлении относительно Земли, которое состояло в том, что сама Земля — это гигантский магнит, один из полюсов которого находится на самой высокой северной широте, а другой — на самой высокой южной. Таким образом, свойство компаса включили в общий принцип о том, что северный полюс любого магнита притягивает южный полюс любого другого магнита и отталкивает его северный полюс. Гильберт пошел еще дальше и предположил, что магнитная сила способна объяснить силу тяжести и движения планет.

---

[1]«Procul dubio omnes lineae hujusmodi in duo puncta concurrent sicut omnes orbes meridiani in duo concurrunt polos mundi oppositos».

[2]В архивах Кольчестера приводится форма Гильберд.

[3]Gulielmi Gilberti *de Magnete, Magneticisque corporibus, et de magno magnete tellure*, Лондон, 1600 г. Перевод на английский язык, выполненный П.Ф. Моттелеем, был опубликован в 1893 г.

Декарт пытался[1] объяснить явления магнетизма с помощью своей теории вихрей. Принимая предложение Гильберта, он постулировал, что вокруг каждого магнита существует вихрь жидкой материи, причем материя вихря входит в магнит через один полюс и выходит через другой: предполагалось, что эта материя действует на железо и сталь из-за особого сопротивления, которое молекулы этих веществ оказывают на ее движение.

В XVII веке несколько иезуитов — Н. Кабео, А. Кирхер, В. Леото — опубликовали работы по магнетизму, в которых они, признавая открытия Гильберта, пытались уложить этот предмет в рамки схоластической философии Аристотеля[2].

Открытия в области магнетизма, сделанные Пьером де Марикуром и Гильбертом, и гипотеза вихрей, с помощью которой эти открытия пытался объяснить Декарт, к середине XVII века возвели магнетизм в ранг отдельной науки. Родственная ему наука об электричестве в то время пребывала в более плачевном состоянии; однако она получила значительное развитие благодаря Гильберту, о исследованиях которого в данной области мы сейчас расскажем.

В течение двух тысяч лет силу притяжения янтаря считали особым свойством этого вещества, которым обладали, самое большее, еще одно или два других вещества[3]. Гильберт доказал[4] ошибочность этого мнения, показав, что точно такой же эффект можно получить с помощью трения достаточно большого класса веществ, среди которых он назвал стекло, серу, сургуч и различные драгоценные камни.

Казалось, что силе, которую обнаруживали столь различные виды материи, необходимо дать название; и Гильберт соответственно назвал эту силу *электрической*, это название так и закрепилось за ней[5].

Гильберт заметил множество отличий между магнитной и электрической силами. Магнитный камень не нужно тереть, как стекло или серу, чтобы привести в действие его магнитные свойства. Маг-

---

[1]*Principia*, пункт IV, §133 и далее.

[2]Однако следует отметить, что Кабео в своих комментариях к работе Аристотеля *Meteorology*, в отличие от автора, часто настаивает на желательности последующего опыта.

[3]Беда в своей работе *Ecclesiastical History* отмечает, что гагат, если его нагреть трением, «как и янтарь, крепко удерживает все, что к нему прикладывают».

[4]*De Magnete*, книга II, часть 2.

[5]Существительное *электричество* ввел сэр Томас Браун в своей работе *Pseudodoxia epidemica* (1646), с. 79.

нитный камень притягивает только вещества, которые он способен притянуть, тогда как наэлектризованные предметы притягивают все. На магнитное притяжение никак не повлияет лист бумаги или кусок холста, помещенный между телами, не повлияет на него и погружение этих тел в воду, тогда как электрическое притяжение легко нарушить с помощью экранов. Наконец, магнитная сила стремится сориентировать тела в определенном направлении, а электрическая сила просто стремится объединить их в бесформенные группы.

Гильберту казалось, что эти факты указывают на то, что электрические явления своим существованием обязаны чему-то из материальной природы, что под действием трения высвобождается из стекла или янтаря, где оно заключено при обычных условиях. В поддержку этого взгляда он представил свидетельства из других областей. Будучи врачом, он был хорошо знаком с теорией[1] о том, что человеческое тело содержит различные «соки» или виды жидкости — флегму, кровь, желчь и меланхолию — доминирующая из которых определяет темперамент[2], и, заметив, что почти все электризующиеся предметы — твердые и прозрачные, а следовательно (согласно представлениям того времени), образованы водными жидкостями, он заключил, что общим растворителем этих жидкостей должен быть особый вид «сока», присутствием которого следует объяснять электрические свойства тел. Можно предположить, что трение разогревает или как-то возбуждает или освобождает этот «сок», который затем исходит из тела подобно испарению и образует вокруг него определенную атмосферу. Он отмечал, что испарение должно быть очень слабым, поскольку его невозможно почувствовать.

Если верить Гильберту, существование атмосферы испарений вокруг каждого наэлектризованного тела, действительно, можно было бы вывести из одного факта электрического притяжения. Он считал, что материя не может действовать там, где ее нет; а следовательно, если тело воздействует на все окружающие предметы, не вступая с ними в видимый контакт, значит, из него должно исходить что-то невидимое.

Гильберт полагал, что это явление аналогично притяжению падающих тел Землей; в этом случае испарением, с помощью которого

---

[1]Теорию жизненных «соков» врачи Западной Европы переняли у арабов, которые, в свою очередь, получили ее от греков.

[2]*Флегматик, сангвиник, холерик* и *меланхолик* — термины, которые описывают преобладание различных «соков».

Земля притягивает к себе все предметы, он считал атмосферный воздух.

Теория Гильберта об электрических излучениях привлекла главным образом тех физиков XVII века, которых интересовал этот предмет, в том числе Никколо Кабео (1585–1650), который первым заметил, что наэлектризованные тела не только притягиваются, но и отталкиваются[1]; эмигранта-роялиста из Англии, сэра Кенельма Дигби (1603–65); и знаменитого Роберта Бойля (1627–91). Однако ученые расходились во мнениях относительно того, как эти испарения воздействуют на небольшие тела и побуждают их двигаться к возбужденному наэлектризованному телу; сам Гильберт предположил, что излучениям присуще внутреннее стремление к воссоединению с телом, от которого они отошли; Дигби сравнивал их возвращение с конденсацией пара при охлаждении; другие ученые, следуя Декарту, представляли, что испарения образуют вихри вокруг притягивающихся тел.

В *Оптике*[2] Ньютона есть знаменитая ссылка на гипотезу Гильберта.

«Пусть он объяснит мне, каким образом наэлектризованное тело при трении может испускать излучение, столь разреженное и неуловимое[3] и одновременно столь мощное, что его испускание, не вызывая ощутимого уменьшения веса наэлектризованного тела и, расширяясь в сферу, диаметр которой превышает два фута, тем не менее, остается способным возбуждать и удерживать медную или золотую пластинку на расстоянии свыше фута от наэлектризованного тела?»

Может показаться удивительным, что теория всемирного тяготения Ньютона не нанесла серьезного удара по теории излучения электричества; но теория Гильберта к тому времени так прочно закрепилась в научном мире, что ее не поколебало даже низвержение аналогии, с помощью которой ее первоначально доказывали. Однако примерно в начале XVIII века в одну деталь этой теории были внесены поправки. Чтобы объяснить тот факт, что возбуждение ощутимо не истощает наэлектризованные тела, ранние авторы предположили, что все излучения в конечном итоге возвращаются в тело, которое

[1]Видимо, впервые это явление опубликовал О. фон Герике в 1663 г.

[2]Вопрос 22.

[3]«Тонкость, — говорит Джонсон, — которая в первоначальном смысле означает маленький размер частиц, используется в метафорическом значении для легкости различения».

их испустило; однако корпускулярная теория света приучила философов к идее о том, что излучения столь неуловимы, что не вызывают ощутимой потери, и после смерти Ньютона теория о возвращении электрических испарений в тело постепенно утратила свое влияние.

Ньютон умер в 1727 году. Из всех описаний его философии, опубликованных его последователями еще при его жизни, по крайней мере, одна работа заслуживает внимания, поскольку дает возможность понять убеждение относительно света, тепла и электричества, которое сложилось в первой половине XVIII века. Это работа Виллема Якоба Гравезанда (1688–1742) *Physices elementa mathematica experimentis confirmata*, которая была издана в Лейдене в 1720 г. Впоследствии латинский вариант несколько раз переиздавали, и более того, перевели на французский и английский языки. Видимо, эта работа оказала значительное и, в целом, заслуженное влияние на мысль того периода.

Гравезанд считал, что свет состоит в испускании корпускул светящегося тела в глаз, причем, как показали астрономические наблюдения, это очень быстрое движение. Поскольку многие тела, например, металлы, начинают светиться при нагревании, он заключил, что каждое вещество обладает естественным запасом корпускул, которые выбрасываются при накаливании этого вещества; и наоборот, корпускулы могут объединиться с материальным телом, что и происходит, например, если тело подвергнуть лучам пламени. Более того, поскольку вещество, из которого состоит тело, легко проводит приобретенное таким образом тепло, он сделал вывод, что корпускулы могут проникать во все вещества, независимо от их твердости и плотности.

Здесь необходимо вспомнить взгляды того времени на природу материальных тел. В 1661 г. после выхода в свет работы Роберта Бойля (1626–91) *Химик-скептик* (*The Sceptical Chemist*) все признали, что вещества, которые можно ощутить, могут быть либо *элементами* (простыми веществами), либо *сложными веществами*, либо *смесями*; причем сложные вещества, будучи химически неделимыми, отличаются от обычных смесей простых веществ. Однако вещества, которые в то время считали простыми, были весьма отличны от тех, которые мы понимаем под этим названием сейчас. Среди них были воздух и окалы[1] металлов, но почти все химические элементы, известные сейчас, в том списке отсутствовали, потому что некото-

[1] Т. е. оксиды.

рые из них, например, кислород и водород, еще не были открыты, а другие, например, металлы считались сложными веществами.

После смерти Ньютона корпускулы[1] света стали включать в список химических элементов. Тот факт, что нечто, невесомость чего была общепризнана, вообще могло быть принято в этот класс, сначала может показаться удивительным. Но не следует забывать, что философы того периода мало считались с вопросами весомости. Только через три четверти XVIII века Лавуазье сформулировал фундаментальный принцип о том, что суммарный вес веществ, вступивших в химическую реакцию, одинаков как до реакции, так и после нее. Как только этот принцип вошел во всеобщую практику, свет перестали считать настоящим химическим элементом.

Теперь следует рассмотреть взгляды, которых в то время придерживались относительно природы тепла. Они интересны для нашей настоящей цели из-за аналогий, проведенных между теплом и электричеством.

Различные концепции относительно тепла распадаются на две категории, в соответствии с тем, представлено ли тепло просто как состояние, которое можно произвести в теле, или как отличный вид материи. Первую категорию, которая общепринята и сегодня, защищали великие философы XVII века. Бэкон придерживался этой идеи в своей работе *Новый органон* (*Novum Organum*): «Calor, — писал он, — est motus expansivus, cohibitus, et nitens per partes minores»[2]. Бойль[3] утверждал, что «природа тепла» заключается в «различном сильном внутреннем возбуждении частиц». Гук[4] заявил, что «тепло — это свойство тела, которое возникает в результате движения или возбуждения его частиц». А Ньютон[5] спрашивал: «Разве не все неподвижные тела при нагревании до определенной температуры испускают свет и блестят; не происходит ли это испускание света вследствие колебательного движения частей тел?» Более того, Ньютон утверждал и обратное: когда материальное тело поглощает свет, начинаются колебания, которые мы ощущаем как тепло.

---

[1]Сам Ньютон (*Opticks*, с. 349) подозревал, что корпускулы света и весомая материя могут преобразовываться друг в друга; гораздо позднее Бошкович (*Theoria*, стр. 215, 217) рассматривал материю света как принцип или элемент, входящий в состав естественных тел.

[2]*Nov. Org.*, книга II, афор. XX.

[3]*Mechanical Production of Heat and Cold.*

[4]*Micrographia*, с. 37.

[5]*Opticks*, вопрос VIII.

При жизни Ньютона теорию о том, что тепло — это материальное вещество, поддерживала определенная школа химиков. Самым выдающимся членом этой школы был Вильгельм Гомберг (1652–1715) из Парижа, который[1] отождествлял тепло и свет с *серным принципом*. Серу он считал одной из основных составляющих всех тел, которая присутствует даже в межпланетном пространстве. На первый взгляд может показаться, что между этим мнением и мнением Ньютона не может быть ничего[2], кроме резкого неприятия. Но несколько лет спустя мнимые сторонники *Начал* и *Оптики* начали развивать свою собственную систему, в которой явно присутствовало влияние работ Гомберга. Это развитие можно легко проследить в работе Гравезанда, который начал с идеи Ньютона о том, что тепло относится к свету так же, как беспорядочное движение относится к обычному прямолинейному движению; из которой, считая свет испусканием корпускул, он делает вывод, что в нагретом теле материальные частицы и корпускулы света[3] находятся в состоянии возбуждения, которое усиливается по мере дальнейшего нагревания тела.

Таким образом, Гравезанд занимает позицию между двумя враждебными лагерями. С одной стороны, он интерпретирует тепло как состояние движения; но с другой стороны он связывает его с присутствием особого вида материи, которую далее он отождествляет с материей света. После этого гипотеза материалистов получила быстрое развитие. Ее откровенно защищал еще один член голландской школы, Герман Бурхааве[4] (1668–1738), профессор Лейденского университета. В 1727 г. его трактат по химии был переведен на английский язык.

Немного позднее обнаружили, что нагревающее действие лучей, которые исходят от накаленных тел, можно отделить от их действия свечения, если пропускать эти лучи через стеклянную пластину, которая пропускает свет, но поглощает тепло. После этого открытия

---

[1]*Mem. de l'Acad.* (1705), с. 88.

[2]Хотя это мнение напоминает любопытную гипотезу Ньютона: «Разве сила и энергия взаимодействия между светом и серными телами не является одной из причин более легкого возгорания и более интенсивного горения серных тел в отличие от всех остальных?» (*Opticks*, вопрос VIII).

[3]Я подумал, что *ignis* Гравезанда лучше всего перевести как «корпускулы света». Я считаю, что это полностью оправдано таким его утверждением, как *Quando ignis per lineas rectas oculos nostros intrat, ex motu quem fibris in fundo oculi communicat ideam luminis excitat.*

[4]Бурхааве следовал Гомбергу в том, что считал, что материя тепла присутствует во всем так называемом вакууме.

уже невозможно было отождествлять материю тепла с корпускулами света, а потому первую приняли как отдельный элемент, назвав ее *теплотой*[1]. В конце XVIII и начале XIX веков[2] считалось, что теплота занимает промежутки между частицами весомой материи. Эта идея отлично подходила под наблюдение расширения тел при поглощении ими тепла, но не могла объяснить[3] расширение воды при замерзании. Последнюю сложность преодолели, выдвинув предположение, что слияние тела и теплоты, поглощенной в процессе плавления[4], имеет химическую природу, так что последующие изменения объема предсказать невозможно.

Как мы уже заметили, невесомость тепла не казалась философам XVIII века достаточной причиной для его исключения из класса химических элементов; однако появились серьезные сомнения относительно того, является ли весомой теплота. Некоторые экспериментаторы считали, что холодные тела тяжелее горячих; другие приходили к противоположному выводу. Век уже близился к концу, когда Лавуазье и Румфорд наконец доказали, что температура тела не оказывает ощутимого влияния на его вес.

Возможно, в истории натурфилософии нет ничего удивительнее превратностей теории тепла. От истинной гипотезы, которую в течение целого века принимали все и одобряли выдающиеся ученые, их последователи намеренно отказались ради крайне ложной концепции, некоторые из выводов которой были нелепы и абсурдны.

Теперь мы должны вернуться к книге Гравезанда. Явление горения он объяснил, приняв, что при достаточном нагревании тела корпускулы света взаимодействуют с материальными частицами, вследствие чего некоторые компоненты отделяются и уносятся вместе с корпускулами в виде пламени и дыма. Этот взгляд согласуется с теорией прокаливания (созданной в конце XVII века Бехером и его

---

[1]В 1777 г. Шееле предположил, что теплота — это сложное вещество, состоящее из кислорода и флогистона; а свет — это кислород, соединенный с бо́льшей долей флогистона. Из всех философов середины XVIII века один Эйлер отказывался считать тепло материальным веществом.

[2]Несмотря на опыты Бенджамина Томпсона и графа Румфорда (1753–1814), проведенные в конце XVII века. Только этих опытов должно было хватить, чтобы вернуться к старой концепции тепла.

[3]Этот факт был известен со времен Бойля.

[4]В 1762 г. Джозеф Блэк (1728–99) открыл скрытую (латентную) теплоту. Блэк первым четко разграничил понятия *количества тепла* и *температуры*, хотя в 1708–17 гг. Г. Д. Фаренгейт (1686–1736) изобрел термометр, который на практике использовали как измерительный инструмент.

учеником Шталем), которая гласит, что в состав металлов входят их окалы и элемент *флогистон*. Процесс горения, при котором металл преобразуется в окалину, интерпретировали как разложение, при котором флогистон отделяется от металла и улетучивается в атмосферу; а превращение окала в металл рассматривали как объединение с флогистоном[1].

Гравезанд приписал электрические эффекты колебаниям, вызванным в испарении, которое, как он считал, постоянно находится вокруг тел, подобных янтарю. «В стекле и вокруг его поверхности, — утверждал он, — содержится определенная атмосфера, которая при трении возбуждается и приходит в состояние колебательного движения, вследствие чего стекло притягивает и отталкивает легкие тела. Мельчайшие частички стекла возбуждаются при трении и из-за своей упругости начинают колебательное движение, которое сообщается вышеупомянутой атмосфере, и, следовательно, эта атмосфера воздействует тем дальше, чем больше возбуждение, полученное частицами стекла, что происходит при большем его трении».

В истории электричества значительную роль сыграл переводчик работы Гравезанда на английский язык. Жан Теофил Дезагюлье (1683–1744) не был коренным англичанином. Его отец был пастором-гугенотом. После отмены Нантского эдикта он бежал из Франции и увез из Ла-Рошели мальчика, спрятав его в бочке. Впоследствии молодого Дезагюлье посвятили в духовный сан, он стал капелланом того самого герцога Чандоса, которого так неблагодарно высмеял Папа. В этой ситуации Дезагюлье подружился с некоторыми столичными естествоиспытателями, среди которых был Стефен Грей, экспериментатор, о котором известно[2] только то, что он получал пенсию от Чартерхауза.

---

[1]Точную теорию горения выдвинул Гук. «Распад горючих тел, — утверждает он в *Микрографии*, — происходит из-за вещества, которое присутствует в воздухе и смешано с ним. Это вещество очень похоже на то, которое в связанном состоянии присутствует в селитре, а возможно, это оно и есть». Однако в то время это утверждение приняли не слишком благосклонно, и теория о металлах как о сложных веществах оставалась в полной силе до 1771–5 гг., когда Пристли и Шееле открыли кислород. В 1775 г. Лавуазье вновь подтвердил принцип Гука, что окал металла — это не металл минус флогистон, это металл плюс кислород. К концу XVIII века эту идею, которая означала еще и то, что металлы — это элементы, приняли все.

[2]Интересующиеся историей литературы XVIII века вспомнят спор о том, кто написал стихи на смерть Стефена Грея: Анна Уильямс, именем которой они подписаны, или ее учитель, Джонсон.

В 1729 г. Грей сообщил, по его словам[1], «доктору Дезагюлье и еще нескольким джентельменам», что недавно он сделал открытие, «которое показало, что электрический заряд стеклянной трубки может передаваться любым другим телам, сообщая им то же свойство притягивать и отталкивать легкие тела, как это делает трубка, если ее потереть, и что этот заряд, который способен притягивать, может передаваться телам, находящимся далеко от этой трубки».

Это был очень важный результат, поскольку до этого ученым был известен только один способ получения излучений притяжения: потереть вышеназванное тело[2]. Обнаружили, что способностью проводить электричество обладает только ограниченный класс веществ, самыми заметными представителями которого являются металлы. Эти вещества Дезагюлье, который продолжил опыты после смерти Грея в 1736 г., назвал[3] *неэлектризующимися телами* или *проводниками*.

После открытия Грея считать, что электрические испарения неразрывно связаны с телами, и могут быть вызваны трением, стало невозможно, и появилась необходимость принять независимое существование этих излучений и возможность их передачи от одного тела к другому. Соответственно мы обнаруживаем, что их признали как одну из субстанций, составляющих мир, и назвали *электрической жидкостью*[4]. Невесомость этой жидкости, по причинам уже упомянутым, не помешала внести ее, вместе со светом и теплотой, в список химических элементов.

Now, hoary Sage, pursue thy happy flight
With swifter motion haste to purer light
Where Bacon waits with Newton and with Boyle
To hail thy genius, and applaud thy toil;
Where intuition breaks through time and space
And mocks experiment's successive race;
Sees tardy science toil at Nature's laws
And wonders how th' effect obscures the cause.

[1] *Phil. Trans.* XXXVII (1731), стр. 18, 227, 285, 397.

[2] На самом деле Отто фон Герике (1602–86) наблюдал проводимость электричества по льняной нити; но этот опыт, видимо, не был доведен до конца. Ср. *Experimenta nova magdeburgica*, 1672.

[3] *Phil. Trans.* XLI (1739), стр. 186, 193, 200, 209; *Dissertation concerning Electricity*, 1742.

[4] Картезианцы определяли жидкость как тело, крошечные частицы которого пребывают в постоянном возбуждении. Слово *жидкость* в английском языке впервые использовал Бойль.

Однако жаркие споры вызвал вопрос, является ли электрическая жидкость *уникальным* элементом или, как подозревали некоторые, это еще одно проявление принципа, действие которого можно наблюдать в тепловых явлениях. Те, кто придерживался последнего взгляда, убеждали, что как электрическую жидкость, так и теплоту можно вызвать трением; оба явления могут вызвать горение, оба могут передаваться от тела к телу при обычном контакте. Более того, лучшие проводники тепла в общем случае являются и лучшими проводниками электричества. С другой стороны, приводился довод, что электризация тела не вызывает ощутимого повышения его температуры, а опыт Стефена Грея выявил еще более поразительное отличие. В 1729 г. Грей[1] изготовил два дубовых кубика, один из которых он сделал сплошным, а второй — полым, и показал, что, если их одинаково наэлектризовать, то получится практически одинаковый эффект, из чего он заключил, что электрический заряд распределяется только по поверхности тела. Таким образом, тепло распространяется по всему телу, а электрическая жидкость находится на его поверхности или около нее. В середине XVIII века эту жидкость обычно сравнивали с окутывающей тело атмосферой. «Электричество, которое получает очень длинный проводник (например, пеньковая веревка длиной 800–900 футов), распространяется от одного его конца к другому, образуя сферу электрических *испарений*», — говорил Дезагюлье в 1740 году[2]. В докладе же Парижской академии наук 1733 года можно прочитать[3]: «Вокруг наэлектризованного тела образуется вихрь чрезвычайно тонкой материи в состоянии возбуждения, который притягивает к телу легкие вещества, попавшие в область действия этого вихря. Существование такого вихря — это не просто гипотеза: если наэлектризованное тело поднести к лицу, оно вызовет ощущение, подобное тому, какое возникает при прикосновении паутины»[4].

Доклад, из которого взята эта цитата, был подготовлен в связи с открытиями Шарля Франсуа Дюфе (1698–1739), который был директором Ботанического сада короля Франции. Дюфе[5] объяснил поведение золотой пластинки при поднесении ее к наэлектризован-

[1] *Phil. Trans.* XXXVII, с. 35.

[2] *Phil. Trans.*, XLI, с. 636

[3] *Hist. de l'Acad.* (1733), с. 6

[4] Первым это заметил Гауксби в начале века.

[5] *Mem. de l'Acad.* (1733), стр. 23, 73, 233, 457; (1734), стр. 341, 503; 1737, с. 86; *Phil. Trans* XXXVIII, (1734), с. 258.

ной стеклянной трубке, предполагая, что сначала вихрь, окружающий трубку, окутывает эту пластинку и, тем самым, притягивает ее к трубке. Но, как только они вступают в контакт, золотая пластинка получает электрический заряд, и теперь ее тоже окружает вихрь. Оба вихря, стремясь расшириться в противоположных направлениях, отталкивают друг друга, а поскольку вихрь трубки сильнее, он рассеивает вихрь пластинки. «Тогда можно считать определенным, — говорит Дюфе[1], — что тела, получившие электрический заряд при контакте с наэлектризованным телом, отталкиваются от этого тела; но будут ли они точно так же отталкиваться от других наэлектризованных тел? И отличаются ли наэлектризованные тела друг от друга только интенсивностью электризации и ничем более? Попытки найти ответы на эти вопросы привели меня к открытию, которое я никогда не смог бы предугадать, и о котором до того времени, я в этом уверен, не было ни малейшего представления».

Дюфе действительно обнаружил, что если золотую пластинку, которая получила электрический заряд посредством контакта с наэлектризованным стеклом, поднести к наэлектризованному кусочку копала[2], то между ними возникает *притяжение*. «Я ожидал, — пишет он, — совсем обратного эффекта, поскольку, согласно моим рассуждениям, наэлектризованные копал и золото должны отталкивать друг друга». Продолжая опыты, он обнаружил, что золотая пластинка, получившая электрический заряд от стекла и отталкиваемая им, притягивается любыми наэлектризованными смолистыми веществами, а когда последние ее отталкивают, ее притягивает стекло. «Итак, мы видим, — продолжает Дюфе, — что существует два совершенно различных рода электричества: электричество прозрачных твердых тел (стекла, хрусталя и т. п.) и электричество битумных или смолистых тел (янтаря, копала, сургуча и т. п.). Каждый род электричества отталкивает тела, получившие его собственный заряд, и притягивает тела с зарядом противоположного рода. Мы наблюдаем даже, что тела, которые сами по себе не электризуются, могут получить электричество какого-то рода, после чего их действие будет подобно действию тел, сообщивших им этот заряд».

Два рода электричества, которые были таким образом продемонстрированы, Дюфе назвал *стеклянным*, и *смоляным* электричеством. С тех пор эти названия не изменились.

---

[1]*Mem. de l'Acad.* (1733), с. 464.

[2]Твердая прозрачная смола, которую используют при производстве лака.

Интерес к опытам с электричеством, видимо, распространился от Дюфе к другим придворным Луи XV, и, начиная с 1745 г., *Научные труды академии* (*Memoirs of the Academy*) содержат ряд связанных с этой темой работ Жана Антуана Нолле (1700–70), который впоследствии стал преподавать натурфилософию семье короля. Нолле приписал электрические явления движению в противоположных направлениях двух потоков жидкости, «очень тонких и горючих», которые, по его мнению, присутствуют во всех телах в любых условиях[1]. Когда под действием трения электризующееся тело возбуждается, часть жидкости улетучивается через поры тела, образуя *вытекающий поток*; но эта потеря восполняется *притекающим потоком* той же жидкости, который входит в тело извне. Легкие тела, которые находятся поблизости, попадая в один из этих потоков, притягиваются или отталкиваются возбужденным электриком.

Какое-то время теория Нолле была очень популярна; но через 6 или 7 лет после ее первой публикации, ее автор наткнулся на работу, которая претендовала на бытность французским переводом книги, первоначально изданной в Англии. В этой книге были описаны опыты, которые, как было сказано, провел в Филадельфии, в Америке, некий Бенджамин Франклин. «Сначала он не мог поверить, — пишет в своей *Автобиографии* (*Autobiography*) Франклин, — что подобная работа была написана в Америке, и утверждал, что, должно быть, эту работу сфабриковали его парижские недоброжелатели с целью дискредитировать его систему. Впоследствии, убедившись, что в Филадельфии действительно существует такой человек, как Франклин, в чем он сначала сомневался, он написал и опубликовал целый том писем, которые, главным образом, были адресованы мне. В этих письмах он защищал свою теорию, отрицал истинность моих опытов и положений, которые были выведены из них».

Теперь следует проследить ход событий, которые привели к открытию, столь сильно встревожившему Нолле.

В 1745 году Питер ван Мушенбрук (1692–1761), профессор в Лейдене, попытался найти метод сохранения электрических зарядов от ослабления, которое наблюдается, когда заряженные тела находятся в воздухе. С этой целью он попытался поместить некий заряженный объем воды в какую-нибудь непроводящую емкость, например, в стеклянный сосуд. В одном из опытов он подвесил банку

[1]Ср. работа Нолле *Recherche* (1749), с. 245. Лекции Нолле по *Экспериментальной философии* в 1748 г. перевел Джон Колсон.

с водой на проволоке на ружейный ствол, опустив эту проволоку на несколько дюймов в воду через пробку; ружейный ствол, подвешенный на шелковых веревках, был так близко от стеклянной банки с заряженной водой, что некоторые металлические полоски, вставленные в него, касались движущейся банки. При этих условиях его друг, которого звали Кунеус, взявшись одной рукой за банку, а другой — за ружейный ствол, получил сильнейший удар, который подтвердил открытие метода накопления или усиления электрической энергии[1].

Вскоре после того, как об открытии *лейденской банки*, как ее назвал Нолле, узнали в Англии, лондонский аптекарь, Уильям Уотсон (1715–87)[2], заметил, что когда опыт проводится таким образом, наблюдатель чувствует удар «только в руках и груди», из чего он сделал вывод, что в процессе разрядки перенос чего-то от ружейного ствола к банке происходит по кратчайшему пути или пути с наилучшей проводимостью. Ему показалось, что этот перенос имеет нечто общее с теорией Нолле о вытекании и притекании; и можно не сомневаться, что гипотеза Аббе, которая сама по себе была абсолютно ложной, предоставила Уотсону некоторые идеи, из которых он, руководствуясь результатами опыта, создал правильную теорию. В научном труде[3], прочитанном Лондонскому королевскому обществу в октябре 1746 г., он предложил теорию о том, что причиной электрических воздействий является присутствие «электрического эфира», который при заряжении или разряжении лейденской банки *переносится*, но не создается и не разрушается. Возбуждение электризующегося тела, в соответствии с этим взглядом, заключается не в том, чтобы без восполнения извлечь нечто, что находится внутри этого тела, а в том, чтобы накопить в нем избыток электрического эфира *за счет какого-то другого тела*, запас эфира в котором соответственно истощается. Предполагалось, что все тела обладают определенным естественным запасом такого эфира, которым можно было бы воспользоваться для этой цели.

---

[1]Это же открытие независимо (и, вероятно, немного раньше) сделал Эвальд Георг фон Клейст, декан Каммина из Померании. Клейст не опубликовал свое открытие, и впервые его описал профессор медицины в Халле Дж. Г. Крюгер в своей работе *Geschichte d. Erde in d. allerältesten Zeit* (1746).

[2]Впоследствии Уотсон стал выдающимся медиком и был посвящен в рыцари.

[3]*Phil. Trans.* XLIV, с. 718. Здесь можно отметить, что именно Уотсон усовершенствовал банку, покрыв ее почти до верха как изнутри, так и снаружи жестяной фольгой.

«Я показал, — писал Уотсон, — что электричество — это действие очень тонкой и упругой жидкости, которая занимает все тела, контактирующие с земным шаром, на котором есть вода; и что везде, в естественном состоянии, эта жидкость имеет некоторую степень плотности; и что стекло и другие тела, которые мы *per se* называем электризующимися, обладают способностью забирать эту жидкость из одного тела и передавать ее другому, в количестве достаточном, чтобы можно было ощутить ее; и что при некоторых обстоятельствах можно сделать электричество в некоторых телах более разреженным, чем оно бывает в естественных условиях и, сообщив его другим телам, сделать их электричество более густым».

В том же году, когда Уотсон предложил свою теорию, некий доктор Спенс, недавно приехавший в Америку из Шотландии, показывал в Бостоне опыты с электричеством. Среди зрителей был человек, который в возрасте сорока лет уже был признан одним из почетных граждан, населяющих английские колонии в Америке, Бенджамин Франклин из Филадельфии (1706–90). «Опыты, — пишет Франклин[1], — хотя они и проводились не идеально, так как он не был специалистом в этой области, были связаны с темой, достаточно новой для меня, а потому приятно удивили меня». Вскоре после этого Library Company в Филадельфии (учреждение, которое основал сам Франклин) получила от господина Питера Коллинсона из Лондона стеклянную трубку в подарок с описанием ее использования. В письме, написанном Коллинсону 11 июля 1747 года[2], Франклин описал опыты, которые он проделал с этой трубкой, и некоторые выводы, которые он сделал из них.

Если один человек A, стоящий на воске, так что электричество не может пройти от него к земле, потрет трубку, и если другой человек B, тоже стоящий на воске, проведет пальцем вдоль трубки, не прикасаясь к ней, то и A, и B смогут передать искру третьему человеку C, стоящему на полу, т. е. они наэлектризуются. Однако, если A и B прикоснутся друг к другу во время трения или после него, то они не будут наэлектризованы.

Это наблюдение подсказало Франклину ту же самую гипотезу, которую несколько месяцев назад выдвинул Уотсон (однако Франклину об этом было неизвестно): электричество — это элемент, определенная доля которого присутствует во всей материи в нормальном

[1]Франклин *Autobiography*.

[2]Франклин *New Experiments and Observations on Electricity*, письмо II.

состоянии, поэтому перед трением трубки каждый человек A, B и C обладал равной долей этого элемента. Цель трения — передать какую-то часть электричества A стеклу, откуда оно переходит к B. Таким образом, у A появляется недостаток, а у B — избыток электричества, и если один из них приблизится к C, который обладает нормальной долей электричества, распределение будет уравнено с помощью искры. Однако, если A и B вступят в контакт, между ними потечет электричество, чтобы восстановить у них исходное количество, и тогда ни один из них не будет наэлектризован по отношению к C.

Таким образом, электричество не создается при трении стекла, а только переходит к стеклу от того, кто его трет, так что последний теряет ровно столько, сколько приобретает стекло; *общее количество электричества в любой изолированной системе неизменно.* Это утверждение известно как *принцип сохранения электрического заряда.*

Состояние A и B во время опыта можно, очевидно, выразить через знаки плюс и минус: A имеет недостаток электричества $-e$, а B имеет избыток электричества $+e$. Когда Франклин начинал опыты, он не знал об открытиях Дюфе; однако очевидно, что электрическая жидкость Франклина идентична стеклянному электричеству Дюфе, а смоляное электричество Дюфе, по теории Франклина, — это всего лишь недостаток естественного запаса стеклянного электричества, которым, как считалось, должны обладать все весомые тела. В теории Франклина мы избавлены от необходимости принимать, что два квазиматериальных тела могут при объединении аннигилировать друг друга, как это предполагалось в случае со стеклянным и смоляным электричеством.

Любопытны те соображения, которые убедили Франклина приписать положительный характер стеклянному, а не смоляному электричеству. Видимо, они были основаны на сравнении кистевых электрических разрядов от проводников, заряженных двумя родами электричества. При заряжении проводника смоляным электричеством наблюдалось распространение разряда по поверхности противоположного проводника, «словно этот разряд истекал из этого проводника». И опять, если лейденскую банку, внутреннее покрытие которой заряжено стеклянным электричеством, разрядить через замыкание проводником, один из заостренных концов которого находится около дверной ручки, а другой — около наружного покрытия банки, то ко-

нец, находящийся около дверной ручки, в темноте будет светиться как звездочка или шарик, а точка, которая находится около наружного покрытия, будет светится как пучок лучей. Это навело Франклина на мысль о том, что электрическая жидкость, идущая от внутренней поверхности банки к наружной, входит в первую точку и выходит из последней. И опять, в некоторых случаях пламя восковой свечи отклоняется от медного шарика, который разряжает стеклянное электричество, к тому, который разряжает смоляное электричество. Однако Франклин замечает, что толковать эти наблюдения можно только предположительно, и определенно неизвестно, является ли реальной электрической жидкостью стеклянное или смоляное электричество.

Что касается физической природы электричества, Франклин, в основном, придерживался тех же идей, что и его современники: он представлял электричество как упругую[1] жидкость, состоящую из «частиц чрезвычайно мелких, поскольку они способны пронизывать обычную материю, даже металлы, обладающие самой высокой плотностью, так легко и свободно, словно не получая никакого ощутимого сопротивления». Однако он в некоторой степени отошел от концепций своих предшественников, которые привыкли приписывать любое электрическое отталкивание распространению испарений от наэлектризованного тела к телу, на которое оказывается воздействие, так что щекотание, которое можно почувствовать, если поднести к лицу заряженное тело, считали непосредственным воздействием испарений на кожу. Эта теория, которая, как мы увидим, практически закончилась на Франклине, весьма схожа с той, которую почти век спустя ввел Фарадей: обе теории объясняли электрические явления, не упоминая о действии на расстоянии, обе допускали, что нечто, образующее неотъемлемую часть наэлектризованной системы, присутствует в том месте, где происходит любое электрическое воздействие; но если в старой теории это нечто отождествлялось с самой электрической жидкостью, то в современном представлении его отождествляли с состоянием напряжения в эфире. Когда одна школа пала, а другая еще не возникла, преобладала теория действия на расстоянии.

Зачатки последней теории можно найти в записях самого Франклина. Она возникла в связи с объяснением лейденской банки, которому он посвятил свое третье письмо Коллинсону, датированное 1 сентября 1747 года. При заряжении банки, говорит он, с одной сто-

[1] Т. е. отталкивающую свои собственные частицы.

роны стекла через покрытие, которое с ним контактирует, отбирается некоторое количество электричества, и равное количество электричества сообщается другой стороне через другое покрытие. Он считает, что само стекло непроницаемо для электрической жидкости, так что недостаток электричества на одной стороне стекла может постоянно сосуществовать с его избытком на другой, поскольку обе стороны не связаны друг с другом; но, как только устанавливается связь, жидкость равномерно распределяется по телу экспериментатора, который получает удар.

Вынужденный из-за этой теории банки считать стекло непроницаемым для электрических испарений, Франклин все же четко понимал[1], что если между наэлектризованным телом и объектами, которое оно притягивает, поместить стеклянную пластину, то она не защитит последние от действия притяжения. Таким образом, он пришел к предположению[2] о том, что та поверхность стекла, которая расположена ближе к заряженному телу, получает прямое воздействие и может оказывать влияние через стекло на противоположную его поверхность, которая, получая таким образом своего рода вторичное или производное возбуждение, осуществляет электрические воздействия на предметы, которые за ней находятся.

Эта идея удивительным образом сочеталась с явлениями, связанными с банкой, поскольку теперь появилась возможность считать, что избыток электричества на внутренней поверхности банки осуществляет действие отталкивания через вещество стекла, и, забирая электричество с наружной поверхности банки, вызывает там его недостаток[3].

Таким образом, Франклин действительно пришел к теории действия на расстоянии между частицами электрической жидкости, которую он мог подтвердить другими опытами. «Итак, — пишет он[4], — струя фонтана, от природы плотная и непрерывная, при электризации будет разделяться и распространяться в форме кисти, причем каждая капля будет стремиться отдалиться от другой капли». Чтобы объяснить притяжение между противоположно заряженными телами, одно из которых содержит избыток электричества по сравнению с обычной материей, а другое — избыток обычной материи по сравнению с

[1] *New Experiments* (1750), §28.
[2] Ibid. (1750), §34.
[3] Ibid. (1750), §32.
[4] Письмо V.

электричеством, он допустил, что «хотя частицы электрической материи отталкивают друг друга, они притягиваются всей остальной материей», так что «обычная материя является своеобразной губкой для электрической жидкости». Она поглощает электричество, пока не достигнет насыщения, после чего любой дальнейший избыток электричества должен находиться на поверхности тела или около нее.

Эти силы отталкивания и притяжения он приписывал только реальной (стеклянной) электрической жидкости; и, впоследствии узнав о взаимном отталкивании тел, обладающих зарядом смоляного электричества[1], он пришел в недоумение[2]. Как мы увидим, его затруднения, в конечном итоге, разрешил Эпинус.

Несмотря на то, что Франклин был убежден в способности электричества действовать на расстоянии, он не отказывался и от идеи испарений. «Электрическая атмосфера, — говорит он[3], — принимает форму тела, которое она окружает. Эту форму можно увидеть в неподвижном воздухе по дымку, который будет подниматься от сухой канифоли, если бросить ее в горячую чайную ложку под наэлектризованным телом. Этот дымок будет притягиваться и равномерно распространяться во все стороны, покрывая и скрывая тело. Он принимает форму тела, потому что притягивается всей его поверхностью, хотя и не может проникнуть в вещество, которое уже насыщено. Если бы этого притяжения не было, дымок не окутывал бы тело, а рассеивался в воздухе». Однако он заметил, что электрические испарения не воздействуют на воздух и не подвергаются его воздействию, поскольку можно свободно дышать вблизи наэлектризованных тел; и более того, поток сухого воздуха не уничтожает электрическое притяжение или отталкивание[4].

Что касается предполагаемой идентичности электричества и материи тепла, которую защищал Нолле, Франклин не высказывал своего мнения по этому поводу. «Обычный огонь, — пишет он[5], — в большей или меньшей степени присутствует во всех телах, как и электрический огонь. Возможно, это различные модификации одного и того же элемента, но, возможно, это разные элементы. Последнее

[1]Он упоминает об этом в своей работе, прочитанной Лондонскому королевскому обществу 18 декабря 1755 г.

[2]Ср. письма XXXVII и XXXVIII, датированные 1761 и 1762 гг.

[3]*New Experiments* (1750), §15.

[4]Письмо, VII, 1751 г.

[5]Письмо V.

вызывает некоторые сомнения. Если это разные вещи, они все же могут существовать и существуют в одном и том же теле».

Работа Франклина сначала не получила заслуженного внимания со стороны европейских философов, хотя Уотсон благородно пытался рассказать о заслугах ученого-колониста[1] и вставил одно из писем Франклина в одну из своих собственных работ, которые он зачитывал Лондонскому королевскому обществу. Но отчет об открытиях Франклина, напечатанный в Англии, случайно попал в руки натуралиста Бюффона, который был так впечатлен этой работой, что обеспечил издание ее французского перевода, который, как мы видели, так обидел Нолле. Успех предложенного Франклином плана по извлечению молний из облаков вскоре занял всеобщее внимание; и очень скоро *одножидкостная теория* электричества, как все называли теорию Уотсона и Франклина, одержала полную победу. Закоснелый Нолле «дожил до того, чтобы увидеть, что он последний из могикан, если не считать мсье В из Парижа, взращенного им ученика[2]».

Теория испарений была окончательно отвергнута и заменена теорией действия на расстоянии благодаря трудам одного из континентальных последователей Франклина, Франца Ульриха Теодора Эпинуса[3] (1724–1802). Эпинус, получив степень доктора в 1747 году в университете своего родного города Ростока, в 1755 г. был назначен членом Берлинской академии наук. В 1751 году молодой швед, которого звали Иоган Карл Вильке[4] (1732–96), приехал в Росток, где посетил лекции Эпинуса, а в 1755 году уехал вслед за ним в Берлин. Там они основали колледж и попали под влияние Эйлера, который с 1741 по 1766 г. жил в Берлине. В 1757 г. Эпинуса перевели в Санкт-Петербург, где он проработал до конца жизни, а Вильке в этом же году вернулся в Швецию.

Из идеи о том, что стекло непроницаемо для электричества, сформировавшей основу теории лейденской банки Франклина, Эпинус[5] и Вильке вывели закон, что все непроводники являются непро-

[1] *Phil. Trans.* XLVII, с. 202. Уотсон соглашался с Нолле, который отвергал теорию Франклина о непроницаемости стекла.

[2] Франклин *Autobiography*.

[3] Фамилия этого философа была превращена из ее первоначальной формы *Хук* или *Хох* в *αἰπεινό* одним из его предков, выдающимся теологом.

[4] Ср. К. В. Озеен, *Johan Carl Wilcke, Experimental-Fysiker*, Упсала, 1939.

[5] Ф. У. Т. Эпинус *Tentamen Theoriae Electricitatis et Magnetismi*, Санкт-Петербург, 1759 г.

ницаемыми для электрической жидкости. То, что это касается даже воздуха, они доказали, построив прибор, аналогичный лейденской банке, в котором вместо стекла средой, разделявшей две противоположно заряженные поверхности, был воздух. Успех этого опыта привел Эпинуса к тому, что он стал полностью отрицать существование электрических испарений вокруг заряженных тел[1]: он считал, что такую позицию усиливает наблюдение Франклина, что электрическое поле вблизи заряженного тела не уничтожается, если выдуть воздух вблизи этого тела. Тогда следует предположить, что электрическая жидкость не простирается между возбужденными телами. Опыт Грея, на который мы уже ссылались, показал, что электрическая жидкость не проникает в глубокие слои вещества, а значит, следует допустить, что в состоянии покоя она ограничивается тонкими слоями на поверхности заряженных тел. Именно из-за этого явления притяжения и отталкивания, наблюдаемые между телами, вынуждают нас считать, что электричество действует на расстоянии через присутствующий воздух.

Поскольку два тела, заряженные стеклянным электричеством, отталкиваются, то между двумя частицами электрического флюида должна (по одножидкостной теории Франклина, которую принял Эпинус) существовать отталкивающая сила; и поскольку два противоположно заряженных тела притягиваются, между электричеством и обыкновенной материей должна существовать сила притяжения. Эти допущения, как мы видели, сделал Франклин; но чтобы объяснить отталкивание, которое происходит между двумя телами, заряженными смоляным электричеством, Эпинус ввел новую гипотезу: частицы обыкновенной материи отталкивают друг друга[2]. Сначала это напугало его современников, однако, он указал, что знакомая нам «ненаэлектризованная» материя на самом деле является материей насыщенной естественным количеством электрической жидкости, а силы, относящиеся к материи и жидкости, уравновешивают друг друга; или, возможно, предположил он, небольшой недостаток равенства между этими силами может дать, в качестве остаточной составляющей, силу тяжести.

---

[1]Примерно в то же время подобного мнения придерживался Джакомо Батиста Беккариа (1716–81) из Турина.

[2]Мы увидим, что отношения «электричества» и «обыкновенной материи» в теории Эпинуса во многом соответствуют отношениям «электронов» и «атомных ядер» в современной атомной физике.

Принимая, что силы притяжения и отталкивания увеличиваются по мере уменьшения расстояния между действующими зарядами, Эпинус применил свою теорию для объяснения явления, которое в большей или меньшей степени постоянно наблюдали многие предыдущие ученые (этим явлением незадолго до Эпинуса особо занимались Джон Кантон[1] (1718–72) и Вильке[2]). Оно заключалось в следующем: если проводник поднести к заряженному телу, не прикасаясь к нему, дальняя часть проводника приобретет электрический заряд того же рода, что и заряд возбужденного тела, а ближняя его часть приобретет заряд противоположного характера. Это действие, известное под названием *индукции* электрических зарядов, сам Кантон и Франклин[3] объясняли на основе теории электрических испарений. Эпинус показал, что это явление — естественное следствие теории действия на расстоянии, учитывая подвижность электрической жидкости в проводниках. Изучая различные случаи, насколько это позволяли находящиеся в его распоряжении средства, он заложил основы математической теории электростатики. Его работу 1757 г. закончил Вильке, представив в 1762 г. Шведской академии наук научный труд[4], в котором он описал многие опыты, связанные с электростатической индукцией (включая метод получения любого желаемого количества статического электричества), а также исследовал физику непроводников, предрекая теорию (которую через много лет выдвинет Фарадей) о том, что диэлектрик, попав в электрическое поле, приходит в состояние электрической поляризации.

Эпинусу не удалось сформулировать закон изменения силы между двумя электрическими зарядами в зависимости от расстояния между ними; и честь открытия этого закона принадлежит Джозефу Пристли (1733–1804), человеку, открывшему кислород. Пристли, который был другом Франклина, узнал от последнего, что тот обнаружил, что на пробковые шарики никак не воздействует электричество металлической чаши, в которой они находятся. Франклин хотел, чтобы Пристли повторил опыт и удостоверил этот факт. Соответственно, 21 декабря 1766 г. Пристли провел опыты, которые показали, что при электризации полого металлического сосуда на его внутренней поверхности нет заряда (кроме верха сосуда), а в воз-

---

[1] *Phil. Trans.* XLVIII (1753), с. 350.

[2] *Disputatio physica experimentalis de electricitatibus contrariis*, Росток, 1757 г.

[3] В своей работе, которую он представил королевскому обществу 18 декабря 1755 г.

[4] *K. Vetensk. Acad. Handlingar*, том XXIII, 1762 г.

духе, который находится внутри сосуда, отсутствует электрическая сила. Из увиденного он тут же сделал правильный вывод, который был опубликован в 1767 г.[1]. «Разве нельзя заключить, — говорит он, — из этого опыта, что сила электрического притяжения подчиняется тем же законам, что и сила тяжести, а следовательно, зависит от квадрата расстояния между зарядами? Легко показать, что если бы Земля была полой, то тело, находящееся внутри нее, притягивалось бы к одной ее стороне не более, чем к другой».

Кажется, что ученые того времени уделили недостаточное внимание изучению этого блестящего вывода. Действительно, его автор был словно неуверен, стоит ли ему претендовать на то, что этот вывод имеет полное и точное доказательство. Соответственно мы обнаруживаем, что вопрос, связанный с законом силы электрического взаимодействия, не считали решенным еще в течение последующих восемнадцати лет. В 1769 году доктор Джон Робисон (1739–1805) из Эдинбурга определил закон силы электрического взаимодействия с помощью прямого опыта и обнаружил, что эта сила обратно пропорциональна расстоянию, возведенному в степень 2,06 при отталкивании двух однородных зарядов; а при притяжении двух разнородных зарядов эта сила оказалась обратно пропорциональна расстоянию, возведенному в степень меньше 2: тогда он предположил, что правильно будет принять степень 2.[2]

Закон сохранения электрического заряда Франклина и закон притяжения заряженных тел Пристли возвели электричество в разряд точных наук. Невозможно упоминать имена этих двух друзей в подобном контексте, не остановившись на удивительных параллелях, имевших место в их жизни. В обоих дерзость и сила ума сочетались с моральной честностью и открытым характером. Оба долго и упорно боролись против реакционных влияний, которые господствовали в правительстве Англии в царствование Георга III. Наконец, оба, победив в борьбе, нехотя поменяли гражданство, уехав в Соединенные Штаты Америки. Имена обоих были почитаемы следующими поколениями как за их научные открытия, так и за их служение делу религиозной, интеллектуальной и политической свободы.

---

[1]Дж. Пристли, *The History and Present State of Electricity, with Original Experiments* (Лондон, 1767 г.), с. 732. Еще Даниил Бернулли в 1760 году предполагал, что сила электрического притяжения обратно пропорциональна квадрату расстояния между зарядами. Ср. Опыты Социна, *Acta Helvetica*, IV, с. 214.

[2]Робисон *Mechanical Philosophy*, том IV, стр. 73–4.

Из лондонских современников Пристли, занимавшихся электричеством, самым знаменитым был достопочтенный Генри Кавендиш (1731–1810), который воистину унаследовал интерес к этому предмету: его отец, лорд Чарльз Кавендиш, ассистировал Уотсону при проведении опытов 1747 года[1]. В 1771 г. Кавендиш[2] представил королевскому обществу работу под названием «Попытка объяснить некоторые основные электрические явления посредством упругой жидкости». Он принял гипотезу одножидкостной теории почти в той же форме, что и Эпинус. Он утверждал, что открыл ее самостоятельно, хотя и ознакомился с работой Эпинуса до публикации своей собственной.

В этом труде Кавендиш не делает никаких предположений относительно закона силы взаимодействия между электрическими зарядами, кроме того, что эта сила «обратно пропорциональна расстоянию между зарядами, возведенному в степень меньше кубической»; однако он очевидно склонен полагать, что это степень 2. В самом деле он показывает, что «похоже, если сила электрического взаимодействия обратно пропорциональна квадрату расстояния между телами, то почти вся избыточная жидкость в теле соберется поблизости от его поверхности в сжатом состоянии, тогда как остальной объем тела будет насыщен». Это утверждение очень близко к тому открытию, которое четыре года назад сделал Пристли. В действительности, Кавендиш вскоре переоткрыл обратно квадратичный закон электрического взаимодействия, но, равнодушно относясь к славе, он даже не позаботился о том, чтобы сообщить остальным этот результат, а также большую часть своих других важных работ. Ценность его исследований не осознавали, пока в середине XIX века Уильям Томсон (лорд Кельвин) не обнаружил в рукописях Кавендиша правильное значение отношения электрических зарядов, переносимых круглым диском и сферой того же радиуса, между которыми существует металлическая связь. Томсон настоял на публикации этих работ. Это произошло[3] в 1879 г., через сто лет после того, как были сделаны великие открытия, описанные в этих работах. Тогда стало ясно, что Кавендиш опередил своих последователей в некоторых идеях, которые мы сейчас рассмотрим, среди них электростатическая емкость и диэлектрическая проницаемость.

---

[1] *Phil. Trans.* XLV (1750), с. 67.

[2] *Phil. Trans.* LXI (1771), с. 584.

[3] *The Electrical Researches of the Hon. Henry Cavendish*, издано Дж. Клерком Максвеллом, 1879 г.

В опубликованном в 1771 г. научном труде Кавендиш раскрыл следствия своей фундаментальной гипотезы более полно, чем это делал Эпинус, и в действительности, фактически ввел понятие электрического потенциала, хотя при отсутствии хоть сколь-нибудь определенного допущения относительно закона силы электрического взаимодействия, развить эту идею в большей степени было невозможно.

Одно из исследований, которое провел Кавендиш, состояло в сравнении способности различных материалов проводить электростатические разряды. Впервые этот вопрос поднял Беккариа, который в 1753 г. показал[1], что, если в цепи, через которую передается разряд, есть трубки с водой, удар будет более сильным, если увеличить поперечное сечение этих трубок. Кавендиш более скрупулезно исследовал этот вопрос, и в научном труде, представленном королевскому обществу в 1775 г.[2], смог сказать: «Из некоторых опытов, отчет о которых я намерен вскоре представить этому обществу, следует, что проводимость железной проволоки в 400 миллионов раз превышает проводимость дождевой или дистиллированной воды, то есть электричество, проходя через железную проволоку длиной 400 000 000 дюймов, встречает такое же сопротивление, как при прохождении через столбик воды того же диаметра, но длиной всего в один дюйм. Морская вода, или раствор одной части соли в тридцати частях воды, проводит электричество в 100 раз, а насыщенный раствор морской соли примерно в 720 раз лучше, чем дождевая вода».

Обещанный отчет об опытах был опубликован в томе, изданном в 1879 г. Из него становится ясным, что метод проверки, с помощью которого Кавендиш получил эти результаты, был связан всего лишь с физическим ощущением, однако он привел удивительно точные значения сравнительной проводимости железа и морской воды.

Пока великие исследователи XVIII века устанавливали теорию электричества на надежную основу, не менее удивительное развитие получала родственная электричеству наука — магнетизм, на который мы сейчас и обратим свое внимание.

Закон притяжения между магнитами исследовали даже раньше соответствующего закона притяжения электрически заряженных тел. Ньютон в своей книге *Начала*[3] пишет: «Природа магнитной силы отличается от природы силы тяжести, поскольку характер магнитного

[1] Дж. Б. Беккариа *Dell' elettricismo artificiale e naturale* (Турин, 1753), с. 113.
[2] *Phil. Trans.* LXVI (1776), с. 196.
[3] Кн. III, предл. VI, пункт 5.

притяжения отличается от характера притяжения материи. Некоторые тела притягиваются магнитом лучше других, а большинство тел вообще не притягивается магнитом. Сила магнетизма в одном и том же теле может увеличиваться и уменьшаться, и иногда для какого-то количества материи она может быть гораздо сильнее силы тяжести, а при удалении от магнита эта сила уменьшается не в двойной, а почти в тройной пропорции от расстояния, насколько я могу судить из некоторых грубых наблюдений».

Издание *Начал*, которое в 1742 г. опубликовали Томас Ле Сер и Франсис Жакье, содержит примечание к этому выводу, где приведен правильный результат: направляющая пара сил, прикладываемая к магниту со стороны другого магнита, обратно пропорциональна кубу расстояния между ними.

Первооткрывателем[1] закона силы, действующей между магнитными полюсами, был Джон Мичелл (1724–93), который в то время был молодым стипендиатом Куинс Колледж (Queens' College) в Кембридже[2]. В 1750 г. он опубликовал *Трактат об искусственных магнитах, в котором показан простой и быстрый метод сделать их лучше естественных*. В этой работе он формулирует принципы магнетизма[3] следующим образом:

«Где бы не обнаруживался созданный магнитом магнетизм: в самом магните, в каком-то куске железа или где-то еще, всегда существуют два полюса, которые обычно называют северным и южным, северный полюс магнита всегда притягивает южный полюс и отталкивает северный полюс другого магнита и *наоборот*.» Это он, безусловно, перенял у Гильберта.

«Каждый полюс притягивает и отталкивает абсолютно одинаково, на одинаковых расстояниях, во всех направлениях». Следует

---

[1]Предположение об обратно-квадратичном законе притяжения между полюсами магнита выдвинул кардинал Николай Кузанский (1401–64) в 1450 г. Ср. *Nicolai de Cusa Opera Omnia*, изд. Л. Бауер (Липси, 1937), V, с. 127. Безусловно, это было *статическое* понятие силы (измеренной с помощью противовесов), так как динамическое понятие силы еще не было открыто.

[2]Мичелл получил ученую степень всего двумя годами ранее. Впоследствии он дружил с Пристли, Кавендишем и Уильямом Гершелем. Кавендиш обязан Мичеллу планом определения плотности Земли, который он реализовал в 1798 г. и который известен под названием «Опыт Кавендиша». Мичелл первым изобрел крутильные весы; он также внес ценный вклад в астрономию. В 1767 г. он стал ректором Торнхилла, Йорк, и прожил там до смерти. Ср. *Memoirs of John Michell* сэра А. Гейки, Кембридж, 1918 г.

[3]Loc. cit., с. 17.

заметить, что это наблюдение опровергает теорию вихрей, с которой оно несовместимо. «Магнитное притяжение и отталкивание абсолютно равноценны». Хотя мы считаем это очевидным, это было самым важным достижением, т. к. он замечает, что «большинство людей, которые упоминали о чем-то, относящемся к этому свойству магнита, не только были согласны с неравноценностью магнитного притяжения и отталкивания, но и не замечали того же закона увеличения и уменьшения.

Магнитное притяжение и отталкивание уменьшается по мере увеличения квадратов расстояний между телом и соответствующим полюсом». Это великое открытие, которое является математической основой теории магнетизма, было выведено частично из его собственных наблюдений, а частично из наблюдений предшествующих исследователей (например, доктора Брука Тейлора и П. Мушенбрука), которые, как замечает Мичелл, провели точные опыты, но не учли все соображения, которые необходимо учесть для их полной теоретической трактовки.

После Мичелла обратно-квадратичный закон поддержал Тобиас Майер[1] (1723–62) из Геттингена, более известный как автор Лунных Таблиц, которые были в обиходе долгое время, и знаменитый математик, Иоганн Генрих Ламберт[2] (1728–77).

Распространение одножидкостной теории электричества в середине XVIII века естественно привело к попыткам создать похожую теорию магнетизма, что и сделал в 1759 г. Эпинус[3], который предположил, что «полюса» — это места, где *магнитная жидкость* присутствует в количестве, выше или ниже нормального. Постоянное действие магнитов объяснялось тем, что жидкость задерживается в их порах, так что вытеснить ее оттуда сложно. Считалось, что частицы этой жидкости отталкивают друг друга и притягивают частицы железа и стали, но Эпинус видел, что для удовлетворительного объяснения магнитных явлений необходимо также принять взаимное отталкивание материальных частиц магнита.

Таким образом, голландец Антон Бругманс (1732–89) и Вильке постулировали *две* невесомых магнитных жидкости, которые назвали *северной* и *южной*. Считалось, что эти жидкости обладают свойства-

[1]Упомянутый в *Göttinger Gelehrter Anzeiger* (1760); ср. Эпинус *Nov. Comm. Acad. Petrop.* (1768) и Мейер *Opera Inedita*, изд. фон Г. К. Лихтенберг.

[2]*Histoire de l'Acad. de Berlin* (1766), сс. 22, 49.

[3]В труде *Tentamen*, на который уже была сделана ссылка.

ми взаимного притяжения и отталкивания, которые подобны свойствами стеклянного и смоляного электричества.

Следующий автор, на которого нельзя не обратить внимание за его служение как магнетизму, так и электричеству, — французский физик, Шарль Огюстен Кулон[1] (1736–1806). С помощью крутильных весов, которые он и Мичелл изобрели независимо друг от друга, в 1785 г. он проверил фундаментальный закон Пристли о том, что сила отталкивания двух маленьких шариков с одноименным зарядом обратно пропорциональна квадрату расстояния между их центрами. Во втором научном труде он расширил этот закон, включив в него силу притяжения разноименных зарядов.

Кулон не принял одножидкостную теорию Франклина, Эпинуса и Кавендиша, он предпочел конкурирующую с ней гипотезу, которую в развитие идей, опубликованных Дюфе в 1733 г., в 1759 г. выдвинул Роберт Зиммер[2]. «Я понимаю так, — сказал Зиммер, — что действие электричества не зависит от одной положительной энергии, как это принято считать; оно зависит от двух различных, положительных активных энергий, которые, препятствуя друг другу, создают различные электрические явления. И когда говорят, что тело имеет положительный заряд, это значит не только то, что оно обладает большей долей электрической материи, чем в естественном состоянии, а при отрицательном заряде — меньшей, это значит, что в первом случае в теле преобладает одна из этих активных энергий, а в последнем — другая, а в естественном состоянии тело остается ненаэлектризованным, поскольку обе эти энергии находятся в равновесии».

Кулон развил эту идею: «В чем бы ни заключалась причина электричества, — говорит он[3], — мы можем объяснить все явления, предполагая, что существуют две электрические жидкости, причем частички одной и той же жидкости отталкивают друг друга с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними, и притягивают частички другой жидкости с такой же силой». «Гипотеза о наличии двух жидкостей, — добавляет он, — в большей степени согласуется со всеми открытиями современных химиков и физиков,

[1]Первый, второй и третий научные труды Кулона появляются в *Mem. de l'Acad.* в 1785 г.; четвертый — в 1786 г., пятый — в 1787 г., шестой — в 1788 г. и седьмой — в 1789 г.

[2]*Phil. Trans.* LI (1759), с. 371.

[3]Шестой научный труд, с. 561.

благодаря которым мы узнали о различных парах газов, упругость которых разрушается при их смешении в определенных пропорциях. Такое явление не имело бы места, если бы не существовало что-то, эквивалентное отталкиванию частиц одного и того же газа, которое является причиной его упругости, и притяжению частиц разных газов, которое объясняет потерю упругости при их объединении».

Тогда, согласно двухжидкостной теории, «естественную жидкость», которая содержится во всей материи, можно разложить под воздействием электрического поля на равные количества стеклянного и смоляного электричества, которые, если материя проводит электричество, могут быстро переместиться к поверхности тела. Латентное состояние, в которое приходят характеристические свойства противоположных родов электричества при объединении, иногда сравнивали с нейтральным состоянием, которое появляется у смеси кислоты и щелочи.

Публикация идей Кулона привела к некоторому разногласию между приверженцами одно- и двухжидкостной теорий; последнюю вскоре приняли во Франции, но стойко отвергали Ван Марум в Голландии и Вольта в Италии. Основная разница между конкурирующими гипотезами заключалась в том, что в двухжидкостной теории обе электрические жидкости способны двигаться в веществе твердого проводника, а в одножидкостной теории действительная электрическая жидкость подвижна, но частицы проводника стационарны. Значит, спор можно было уладить, только определив действительное движение электричества в разряде, а сделать это опытным путем было невозможно.

В своем четвертом научном труде Кулон показал, что электричество в состоянии равновесия находится у поверхности проводников и не проникает в глубокие слои вещества. В шестом труде[1] он фактически устанавливает, что электрическая сила вблизи проводника пропорциональна плотности наэлектризованной поверхности.

Со времени ниспровержения теории электрических испарений Эпинуса ученые, занимавшиеся электричеством, стремились поставить в основу своей науки закон действия на расстоянии, похожий на тот, который привел к великим достижениям в небесной механике. Когда закон, впервые сформулированный Пристли, подробно и окончательно установил Кулон, его простота и красота породили всеобщее желание полностью довериться ему как лучшей из достижимых

[1]С. 677.

концепций электростатических явлений. В результате, всеобщее внимание почти исключительно сосредоточилось на теориях действия на расстоянии, пока Фарадей не вернул физиков на правильный путь, но это случилось не скоро.

Кулон немало сделал для теории магнетизма. Именно он в 1777 г. простым конструктивным рассуждением окончательно опроверг гипотезу вихрей[1]. Также в уже процитированном[2] втором научном труде Кулон подтверждает закон Мичелла, согласно которому частицы магнитных жидкостей притягиваются или отталкиваются с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними. Однако Кулон пошел еще дальше и попытался объяснить тот факт, что две магнитных жидкости, в отличие от двух электрических, невозможно разделить, поскольку, если магнит разломить на две части так, чтобы одна содержала северный, а другая — южный полюс, окажется, что каждая часть является независимым магнитом, имеющим два собственных полюса, так что получить только северный или только южный полюс невозможно. Кулон объяснил это, предположив[3], что магнитные жидкости связаны с молекулами магнитных тел, так что они не могут перейти от молекулы к молекуле; значит, каждая молекула при любых условиях содержит равное количество северной и южной жидкостей, а намагничивание происходит при расхождении двух жидкостей в противоположные стороны каждой молекулы. Эта гипотеза явно объясняет, что развести две жидкости в противоположные стороны тела, имеющего конечный размер, невозможно.

Несмотря на подробно изложенные достижения, математическое развитие теорий электричества и магнетизма началось только в конце XVIII века, и ошибочные представления были по-прежнему широко распространены. В докладе[4], представленном Парижской академии наук в 1800 г., говорилось, что взаимное отталкивание электрических частиц на поверхности тела уравновешивается сопротивлением окружающего воздуха, и еще долго электрическую силу, которая находится снаружи заряженного проводника, путали с мнимым дополнительным атмосферным давлением.

---

[1] *Mem. presentes par divers Savans*, IX (1780), с. 165.

[2] *Mem. de l'Acad.* (1785), с. 593. Гаусс наконец-то установил этот закон с помощью гораздо более точного метода.

[3] В своем седьмом научном труде, *Mem. de l'Acad.* (1789), с. 488.

[4] Об открытиях Вольта.

Однако электростатическая теория стремительно достигла достаточно зрелого состояния, благодаря Симеону Дени Пуассону (1781–1840), который в 1812 году[5] зачитал свой научный труд Парижской академии наук. Из первых предложений видно, что он принял концепции двухжидкостной теории.

«Теория электричества, которую приняли практически все, — говорит он, — объясняет все явления наличием в материальных телах двух различных видов жидкости. Считается, что молекулы одной жидкости отталкивают друг друга и притягивают молекулы другой жидкости; силы этих взаимодействий обратно пропорциональны квадрату расстояний между молекулами, причем на одном и том же расстоянии сила притяжения равна силе отталкивания. Отсюда следует, что, когда все частицы тела содержат равное количество обеих жидкостей, эти жидкости никак не влияют на жидкости, содержащиеся в расположенных поблизости телах, и следовательно, электрические явления не наблюдаются. Это равное и равномерное распределение двух жидкостей называется *естественным состоянием*. Когда в любом теле это состояние приходит в возмущение, говорят, что тело *наэлектризовано*, тогда и начинаются различные электрические явления.

Не все материальные тела ведут себя одинаково по отношению к электрической жидкости. Некоторые, например, металлы, видимо, вообще не оказывают на нее никакого влияния, но не препятствуют ее свободному перемещению в них, и именно поэтому их называют *проводниками*. Другие, например, очень сухой воздух, напротив, препятствуют прохождению электрической жидкости в свои глубокие слои и могут предотвратить рассеивание в пространстве электрической жидкости, накопленной в проводниках».

Когда металлическому телу одна из жидкостей сообщается в избыточном количестве, ее заряд распределяется по поверхности тела, образуя слой, толщина которого в любой точке зависит от формы поверхности. Результирующая сила, возникающая из-за отталкивания всех частиц этого поверхностного слоя, должна исчезнуть в любой точке глубоких слоев проводника, т. к. иначе произойдет возмущение существующего там естественного состояния. Пуассон показал, что с помощью этого принципа в некоторых случаях можно определить распределение электричества в поверхностном слое. Например, хорошо известная теорема теории притяжений гласит, что полая оболочка,

[5] *Mem. de l'Institut* (1811), пункт I, с. 1; пункт II, с. 163.

ограничивающими поверхностями которой являются два подобных и подобно расположенных эллипсоида, не прикладывает силу притяжения ни к одной точке внутри этой оболочки. Отсюда можно заключить, что если наэлектризованный металлический проводник имеет форму эллипсоида, то заряд будет распределяться по нему пропорционально перпендикуляру от поверхности к смежному подобному и подобным образом расположенному эллипсоиду.

Пуассон продолжил исследование, чтобы показать, что это далеко не единственный полезный вывод, который можно сделать из теории притяжений. Лагранж в научном труде по движению тяготеющих тел показал[1], что составляющие силы притяжения в любой точке можно выразить просто как производную функцию, которая получается при сложении масс всех частиц притягивающей системы, каждая из которых поделена на расстояние от нее до этой точки. А Лаплас показал[2], что эта функция V удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

в пространстве, свободном от притягивающей материи. Позднее, в 1813 г.[3], сам Пуассон показал, что когда точка (x, y, z) расположена в веществе притягивающего тела, это уравнение Лапласа можно заменить уравнением

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho,$$

где ρ обозначает плотность притягивающей материи в этой точке. В этом научном труде Пуассон обратил внимание на полезность этой функции V при исследовании электричества, замечая, что ее значение по всей поверхности любого проводника должно быть постоянным.

Известные формулы для притяжения сфероидов показывают, что, когда заряженный проводник имеет форму сфероида, сила отталкивания, действующая на небольшое заряженное тело, которое находится у поверхности проводника, будет направлена под прямым

---

[1] *Mem. de Berlin* (1777). Впоследствии эта теорема была опубликована, и ее авторство приписали Лапласу, в научном труде Лежандра по притяжению сфероидов, который можно найти в *Mem. par divers Savans*, опубликованном в 1785 г.

[2] *Mem. de l'Acad.* (1782 г., опубликовано в 1785 г.), с. 113.

[3] *Bull. de la Soc. Philomathique* III (1813), с. 388.

углом к поверхности сфероида и пропорциональна толщине поверхностного слоя электричества в этом месте. Пуассон предположил, что эта теорема может быть истинной и для тех проводников, форма которых отлична от сфероидной — этот результат, как мы видели, уже реально получил Кулон. Лаплас же предложил Пуассону следующее доказательство, применимое к общему случаю. Силу в точке, находящейся у поверхности проводника, можно разделить на составляющую s, созданную частью заряженной поверхности, непосредственно примыкающей к этой точке, и составляющую S, созданную остальной частью поверхности. В точке, которая близка к этой, но расположена внутри проводника, будет действовать та же сила S; однако сила s, очевидно, будет иметь противоположное направление. Поскольку результирующая сила в последней точке равна 0, мы получаем $S = s$; так что результирующая сила в наружной точке равна $2s$. Но s пропорциональна заряду на единичную площадь поверхности проводника, что можно увидеть, если рассмотреть случай с бесконечной пластиной; отсюда можно вывести теорему.

Когда несколько проводников находятся рядом, распределение электричества по их поверхностям можно определить по принципу, который Пуассон взял за основу своей работы: в любой точке, находящейся внутри любого из проводников, результирующая сила, которая возникает из-за всех поверхностных слоев, должна равняться нулю. Он исследовал, в частности, одну из классических задач электростатики, которая заключается в определении плотности поверхностей двух заряженных проводящих сфер, помещенных на любое расстояние друг от друга. В общем случае решение зависит от двойных гамма-функций. Когда две сферы контактируют друг с другом, решение зависит от обыкновенных гамма-функций. Пуассон решил эту задачу через определенные интегралы, что эквивалентно решению через гамма-функции, и переведя полученные им результаты в числа, сравнил их с опытами Кулона.

Скорость, с которой в одном научном труде Пуассон перешел от голых азов предмета к задачам, имеющим столь глубокую теоретическую основу, вызывает заслуженное восхищение. Его успех несомненно частично объясняется высоким уровнем развития, которого достиг математический анализ, благодаря великим математикам XVIII века, но даже если сделать скидку на заслуги его предшественников, исследование Пуассона следует считать великолепным памятником его гению.

Через несколько лет Пуассон все свое внимание обратил к магнетизму; и в своей замечательной работе[1], представленной Парижской академии наук в 1824 г., изложил удивительно полную теорию этого предмета.

Его отправной точкой стала теория Кулона о двух невесомых магнитных жидкостях, которые возникают при разложении нейтральной жидкости. Они движутся в пределах отдельных элементов магнитного тела и не могут переходить от одного элемента к другому.

Допустим, что количество m положительной магнитной жидкости находится в точке (x, y, z); очевидно, что составляющими *напряженности магнитного поля*, или силы, прикладываемой к единичному полюсу магнита, в точке (ξ, η, ζ) будут

$$-m\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{1}{r}\right), \quad -m\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{1}{r}\right), \quad -m\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\frac{1}{r}\right),$$

где r обозначает $\{(\xi-x)^2+(\eta-y)^2+(\zeta-z)^2\}^{1/2}$. Следовательно, если далее рассмотреть магнитный элемент, в котором равные количества двух магнитных жидкостей смещаются друг от друга параллельно оси x, составляющие напряженности магнитного поля в точке (ξ, η, ζ) будут отрицательными производными (по ξ, η, ζ соответственно) функции

$$A\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right),$$

где величину A, которая не содержит (ξ, η, ζ), можно назвать *магнитным моментом* этого элемента. Эту величину можно измерить парой сил, которая необходима, чтобы поддерживать этот элемент в равновесии на определенном угловом расстоянии от магнитного меридиана.

Если жидкости смещаются друг от друга не параллельно оси x, то легко увидеть, что этому случаю соответствует выражение

$$A\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right)+B\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r}\right)+C\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right),$$

где вектор (A, B, C) теперь обозначает магнитный момент элемента.

Таким образом, напряженность магнитного поля в наружной точке (ξ, η, ζ), созданная любым магнитным телом, имеет следующие составляющие

$$\left(-\frac{\partial V}{\partial\xi}, -\frac{\partial V}{\partial\eta}, -\frac{\partial V}{\partial\zeta}\right),$$

[1] *Mem. de l'Acad.* V, c. 247.

где

$$V = \iiint \left(A\frac{\partial}{\partial x} + B\frac{\partial}{\partial y} + C\frac{\partial}{\partial z}\right)\left(\frac{1}{r}\right)dx\,dy\,dz,$$

интегрируемый по всему объему магнитного тела и где вектор (A, B, C) или $\mathbf{I}$ представляет магнитный момент на единицу объема, или, как это обычно называют, *намагниченность*. Впоследствии Грин назвал функцию V *магнитным потенциалом.*

Пуассон, интегрируя по частям предыдущее выражение для магнитного потенциала, привел его к следующему виду

$$V = \iint \frac{1}{r}(\mathbf{I}\cdot\mathbf{dS}) - \iiint \frac{1}{r}\operatorname{div}\mathbf{I}\,dx\,dy\,dz,$$ [1]

причем первый интеграл берется по поверхности S магнитного тела, а второй — по всему объему. Эта формула показывает, что напряженность магнитного поля, которое тело создает во внешнем пространстве, эквивалентна напряженности, которую создало бы воображаемое распределение магнитной жидкости, состоящее из слоя на поверхности тела, поверхностного заряда $(\mathbf{I}\cdot\mathbf{dS})$ на элемент dS вместе с объемным распределением плотности — $\operatorname{div}\mathbf{I}$ по всему телу. Такие воображаемые намагничивания обычно называют *эквивалентными поверхностными и объемными распределениями магнетизма Пуассона.*

Более того, Пуассон понимал, что в точке, находящейся в очень маленькой полости магнитного тела, магнитный потенциал имеет предельную величину, которая не зависит от формы этой полости, если ее размеры стремятся к нулю, но это не касается напряженности магнитного поля, которая в такой маленькой полости зависит от ее формы. Приняв, что эта полость имеет сферическую форму, он показал, что напряженность магнитного поля в ней равна

$$\operatorname{grad}V + \frac{4}{3}\pi\mathbf{I},$$ [2]

где $\mathbf{I}$ обозначает намагниченность в этом месте.

Этот научный труд также содержит исследование магнетизма, который временно возникает в ковком железе и других материалах,

[1] Если составляющие вектора $\mathbf{a}$ обозначить как (a_x, a_y, a_z), то величина $a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$ называется *скалярным произведением* двух векторов $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ и обозначается как $(\mathbf{a}\cdot\mathbf{b})$. Величину $\frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z}$ называют *дивергенцией* вектора $\mathbf{a}$ и обозначают как $\operatorname{div}\mathbf{a}$.

[2] Вектор, составляющими которого являются $\left(-\frac{\partial V}{\partial x}, -\frac{\partial V}{\partial y}, -\frac{\partial V}{\partial z}\right)$, обозначают как $\operatorname{grad}V$.

способных к намагничиванию, если поднести к ним постоянный магнит. Пуассон объяснил свойства временных магнитов, приняв, что их вещество содержит множество вкраплений в виде маленьких сфер, которые являются идеальными проводниками магнитных жидкостей, так что результирующая напряженность магнитного поля внутри каждой из этих сфер должна равняться нулю. Он показал, что такая сфера, будучи помещенной в магнитное поле напряженности $\mathbf{F}$, должна обрести магнитный момент, равный $\frac{3}{4\pi}\mathbf{F}\times$(объем V сферы), чтобы противодействовать внутри сферы силе $\mathbf{F}$. Таким образом, если обозначить общий объем таких сфер, содержащихся в единичном объеме временного магнита, через k_p, то намагниченность будет равна $\mathbf{I}$, где

$$\frac{4}{3}\pi\mathbf{I} = k_p\mathbf{F},$$

причем $\mathbf{F}$ обозначает напряженность магнитного поля в сферической полости тела. Это *закон индуцированного магнетизма Пуассона.*

Известно, что при одинаковых условиях некоторые вещества получают бóльшую степень временного намагничивания, чем другие. Пуассон объяснял это тем, что величина k_p различна для различных веществ. Но экспериментальные данные показывают, что для ковкого железа величина k_p должна быть близка к единице, что, очевидно, невозможно, если под k_p подразумевается отношение объема сфер, содержащихся в определенной области, к общему объему этой области[1]. Значит, физическое толкование, которое Пуассон дал своим формулам, следует отвергнуть, хотя сами формулы истинны.

Исследования Пуассона в области электричества и магнетизма обобщил и продолжил в 1828 г. Джордж Грин[2] (1793–1841). Трактовка Грина основана на свойствах функции, которую уже использовали Лагранж, Лаплас и Пуассон. Эта функция представляет сумму всех электрических или магнитных зарядов в поле, поделенных на расстояния от них до какой-либо данной точки. Эту функцию Грин назвал *потенциальной*, именно под этим названием она и известна с тех пор[3].

---

[1]Это возражение выдвинул Максвелл в разд. 430 своей работы *Treatise*. Попытку преодолеть его сделал Э. Бетти; ср. его *Teoria d. forze Newtoniane* (Пиза, 1879).

[2]*An essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism* (Ноттингем, 1828); переиздано в *The Mathematical Papers of the late George Green*, с. 1.

[3]В 1744 г. Эйлер (*De methodis inveniendi...*) говорил о *vis potentialis* — сейчас это назвали бы потенциальной энергией — которой обладает согнутое упругое тело.

Почти в начале научного труда доказана знаменитая формула (которую сейчас называют *теоремой Грина*), которая связывает интеграл по поверхности с интегралом по объему и по которой результат, полученный Пуассоном для эквивалентных распределений намагничивания по поверхности и объему, является частным случаем. Применив эту теорему для исследования свойств потенциала, Грин получил множество удивительно красивых и интересных результатов. Для примера возможностей его метода упомянем хотя бы один из них. Допустим, что есть полая проводящая оболочка, ограниченная двумя замкнутыми поверхностями, в которую и вокруг которой помещены несколько наэлектризованных тел. Назовем внутреннюю поверхность оболочки и тела, которые находятся внутри нее, внутренней системой, а внешнюю поверхность и тела, находящиеся снаружи, — внешней системой. Тогда все электрические явления внутренней системы, связанные с притяжениями, отталкиваниями и плотностями, будут таковы, как если бы наружной системы не было вообще, а внутренняя поверхность была бы идеальным проводником, связанным с Землей. А все электрические явления внешней системы будут таковы, как если бы внутренней системы не существовало, а наружная поверхность была идеальным проводником, содержащим количество электричества, равное тому, которое первоначально содержалось в самой оболочке и во всех телах, находящихся внутри нее.

Очевидно, к этому времени электростатика достигла такого уровня развития, что на дальнейший прогресс можно было надеяться только в математической ее части, по крайней мере, если какой-нибудь опыт неожиданно не выявил бы явления совершенно нового характера. Значит, сейчас вполне уместно сделать перерыв и рассмотреть возникновение другого раздела электричества.

Глава 3
Гальванизм: от Гальвани до Ома

До последнего десятилетия XVIII века электротехники занимались исключительно статическим электричеством, но затем направление их исследований изменилось.

В работе под названием *Исследование происхождения приятных и неприятных ощущений* (*Recherches sur l'origine des sentiments agreables et desagreables*), опубликованной[1] в 1752 г., Иоганн Георг Зульцер упомянул, что если две металлические пластинки, свинцовую и серебряную, соединить так, чтобы соприкасались их грани, и затем положить на язык, то ощущение будет «напоминать вкус железного купороса», хотя ни один из этих металлов по отдельности таким вкусом не обладает. «Маловероятно, — говорит он, — что в результате этого контакта двух металлов один из них растворяется, высвобождая частицы, способные воздействовать на рецепторы языка, а значит, следует заключить, что этот контакт вызывает колебание частиц металлов, которое, воздействуя на нервные окончания языка, порождает такой вкус».

Это наблюдение никак не сопоставили с электрическими явлениями, и оно никоим образом не способствовало следующему открытию, которое воистину было сделано совершенно случайно.

Луиджи Гальвани, который родился в Болонье в 1737 г., с 1775 г. работал на кафедре анатомии в своем родном городе. В течение многих лет до события, которое принесло ему известность, он изучал восприимчивость нервов к раздражению. Но поскольку он был учеником Беккарии, его интересовали и опыты, связанные с электричеством. Однажды во второй половине 1780 г., по его словам[2], он «препарировал лягушку и положил ее на стол, где на некотором расстоянии от лягушки стояла электрическая машина. Один из моих ассистентов кончиком скальпеля случайно прикоснулся к

[1] *Mem. de l'Acad. de Berlin* (1752), с. 356.

[2] Aloyisii Galvani, *De Viribus Electricitatis in Motu Musculari:* Commentarii Bononiensi, VII (1791), с. 363.

внутреннему бедренному нерву лягушки, вследствие чего мышцы конечностей сразу же резко сократились.

Другому моему ассистенту показалось, что в этот момент из проводника машины выскочила искра. Сам я в то время был занят совершенно другим делом, но когда он сказал мне об этом, я загорелся желанием повторить опыт и узнать его скрытый механизм. Итак, я тоже коснулся одного из бедренных нервов кончиком скальпеля, и в этот же момент один из моих ассистентов получил искру; явление повторилось в точности»[1].

После этого Гальвани решил проверить, вызовет ли грозовое электричество сокращения мышц так же, как его вызывает электричество машины. Проведя успешные опыты с молнией, он «пожелал», как он пишет[2], «испытать действие атмосферного электричества в тихую погоду. Причиной этого стало сделанное мной наблюдение, что у лягушек, надлежащим образом препарированных для этих опытов и прикрепленных за спинной мозг медными крючками к железной ограде моего висячего сада, сокращения мышц возникали не только во время грозы, но и тогда, когда небо было достаточно спокойным. Я предположил, что это происходит вследствие того, что в течение дня электрическое состояние атмосферы изменяется, и тогда, чтобы проверить это, я с некоторой долей уверенности провел опыты: в течение многих дней в разное время суток я наблюдал за лягушками, которых с этой целью разместил на ограде, но не обнаружил никакого движения их мышц. Наконец, устав от тщетного ожидания, я прижал медные крючки, которые впивались в спинной мозг лягушек, к железной решетке, чтобы посмотреть, можно ли вызвать сокращения, изменяя случайные условия опыта. Я наблюдал сокращения достаточно часто, но, казалось, что они никак не связаны с изменениями электрического состояния атмосферы.

Однако в это время, проведя этот опыт только на открытом воздухе, я был очень близок к принятию теории о том, что сокращения вызваны атмосферным электричеством, которое, медленно войдя в животное и накопившись в нем, внезапно разряжается при соприкосновении крючка с железной решеткой. При проведении опытов легко обмануться и принять желаемое за действительное.

[1]Если верить истории, которую часто рассказывают, но которая не имеет достаточных свидетельств, эта лягушка была одной из многих, доставляемых синьору Гальвани, поскольку он был болен и ему рекомендовали в качестве укрепляющего средства принимать лягушачий бульон.

[2]Loc. cit., c. 377.

Тем не менее, я отнес лягушку в помещение, поместил ее на железную пластину, и прижав крючок, вставленный в спинной мозг, к пластине, я увидел те же судорожные сокращения мышц. Я провел опыт с другими металлами в разное время суток, в разные дни, в разных местах и все время получал почти одинаковый результат, если не считать, что при использовании некоторых металлов сокращения были более сильными. После этого я провел опыты с различными телами, не проводящими электричество (стекло, клеи, смолы, камни, сухое дерево), но ничего не происходило. Это несколько удивляло меня, и потому я предположил, что электричество заключено в самой лягушке. Это предположение укрепилось, когда я заметил, что при мышечных сокращениях, тонкая нервная жидкость совершает полный круг от нервов до мышц по своеобразному контуру (который напоминает электрический контур в опыте с лейденской банкой).

Держа в одной руке крючок, закрепленный в спинном мозге препарированной лягушки, так что ее лапки касались серебряной коробочки, а в другой — металлический предмет, которым я прикасался к крышке или бокам этой коробочки, я очень удивился, увидев, что мышцы лягушки сильно сокращались всякий раз, когда я это проделывал»[1].

Таким образом, Гальвани установил, что конечности лягушки сокращаются, если нервы и мышцы лягушки соединить металлической дугой, которая обычно состоит из двух разнородных металлов. Тогда он выдвинул гипотезу о том, что сокращения происходят в результате переноса особой жидкости от нервов к мышцам, причем дуга ведет себя как проводник. Вскоре все стали назвать эту жидкость *гальванизмом* и *животным электричеством*. Сам Гальвани считал, что она ничем не отличается от обычной электрической жидкости, а это явление рассматривал как подобное разряжению лейденской банки.

Публикация взглядов Гальвани вскоре заняла внимание научного мира и вызвала оживленный спор между теми, кто поддерживал взгляд самого Гальвани, теми, кто считал, что гальванизм отличается от обыкновенной электрической жидкости, и теми, кто вообще отказывался приписывать это явление предполагаемой жидкости, содержащейся в нервной системе. Последнюю группу возглавлял Алессандро Вольта (1745–1827), профессор натурфилософии в Павийском

[1]Это наблюдение было сделано в 1786 г.

университете, который в 1792 г. выдвинул идею[1] о том, что движущая сила в опытах Гальвани появляется вследствие соединения двух различных металлов с мокрой животной тканью. «Металлы, которые были использованы при проведении опытов, будучи приложенными к мокрым животным тканям, сами по себе и в силу своих свойств, способны возбуждать и выводить электрическую жидкость из состояния покоя, так что органы животного действуют пассивно». Сначала он склонялся к тому, чтобы объединить эту теорию о движущей силе в металле с предложенной Гальвани теорией жидкости, в которую он, в некоторой степени, верил, однако после 1793 года он вообще стал отрицать существование животного электричества.

С этих позиций Вольта продолжил свои опыты и разработал свою теорию. Следующая цитата из письма[2], которое он позднее адресовал Грену, издателю газеты *Новый журнал физики* (*Neues Journal d. Physik*), объясняет его идею более подробно:

«Контакт различных проводников, в частности, металлических, которые включают как древесный уголь, так и колчеданы и другие минералы, которые я называю сухими проводниками, или проводниками *первого рода*, с проводящими жидкостями, или проводниками *второго рода*, возбуждает или возмущает электрическую жидкость или сообщает ей определенный импульс. Не спрашивайте, каким образом: достаточно того, что это принцип и общий принцип. Этот импульс, создан ли он силой притяжения или какой-то другой силой, отличается как для различных металлов, так и для различных проводящих жидкостей; так что направление, или, по крайней мере, сила, с которой электрическая жидкость приводится в движение или возбуждается, различна в зависимости от того, используют ли проводник A с проводником B или с другим проводником C. В идеальном круге проводников, где проводник второго рода помещен между двумя различными проводниками первого рода, или, наоборот, проводник первого рода помещен между двумя различными проводниками второго рода, электрический поток отклоняется вправо или влево под действием доминирующей силы, — циркуляция этой жидкости прекращается только при разрушении круга и возобновляется при его восстановлении».

Еще одним философом, который, как и Вольта, отрицал существование у животных особой жидкости, но придерживался несколь-

[1] *Phil. Trans.* LXXXIII (1793), стр. 10, 27.
[2] *Phil. Mag.* IV (1799), стр. 59, 163, 306.

ко другого взгляда на происхождение этого явления, был Джованни Фаброни (1752–1822) из Флоренции, который в 1796 г., поместив две пластинки различных металлов в воду, заметил[1], что одна из них при соприкосновении частично окислилась, из чего он верно заключил, что с гальваническими эффектами неразрывно связано какое-то химическое явление.

Слабая интенсивность гальванических эффектов, которая не шла ни в какое сравнение с поразительными проявлениями, полученными в электростатике, стала причиной некоторого спада интереса к ним, который произошел в конце XVIII столетия, и последние годы человека, совершившего столь блестящее открытие, были омрачены неудачами. Будучи приверженцем старого строя, который был ниспровергнут войсками Французской революции, в 1798 году он отказался присягнуть на преданность новой Цизальпинской республике, и был смещен с должности профессора кафедры. Глубокая меланхолия, вызванная утратой дома, обострялась еще бедностью и унижением, и будучи не в состоянии пережить потерю всего, что было так дорого его сердцу, несчастный умер, не дожив до конца года[2].

После смерти Гальвани не прошло и года, когда новая наука вновь привлекла пристальное внимание философов. Подобное возобновление интереса произошло благодаря тому, что Вольта ранней весной 1800 г. открыл средство, которое позволяло значительно усилить интенсивность гальванических эффектов. До этого все попытки усилить действие, расширяя или увеличивая устройство, заканчивались неудачей. Если вместо двух металлов использовали длинную цепочку из различных металлов, сокращения мышц лягушки ничуть не усиливались. Но Вольта показал[3], что, если взять любое количество пар цинковых и медных кружочков, которые соприкасаются друг с другом, и разделить эти пары друг от друга мокрыми картонными кружочками (в таком порядке: медь, цинк, картон, медь, цинк, картон и т. д.), эффект *столба*, который при этом получается, гораздо сильнее, чем эффект любого гальванического устройства, использованного ранее. Прикасаясь к верхнему и нижнему кружочкам одновременно, можно почувствовать заметный удар. Это можно повторять снова и снова: очевидно, что столб сам по себе обладает

[1] *Phil. Journal*, 4to, III, с. 308; IV, с. 120; *Journal de Physique*, VI, с. 348.

[2] Был издан декрет о его восстановлении на посту, но он вступил в силу уже после смерти Гальвани.

[3] *Phil. Trans.* (1800), с. 403.

бесконечной способностью к восстановлению. Таким образом, столб напоминал лейденскую банку, которая могла автоматически восстановить состояние напряжения после каждого разряда с действительно «неистощимым зарядом, вечным движением или побуждением электрической жидкости».

Вольта без колебаний заявил, что явления столба имеют электрическую природу. Обстоятельства первого открытия Гальвани подготовили разум философов к такому убеждению, в пользу которого также свидетельствовали схожесть физиологических эффектов столба с эффектами лейденской банки и наблюдение, что гальваническое воздействие проводилось только теми телами, например, металлами, которые уже были известны как хорошие проводники статического электричества. Но Вольта предоставил еще более убедительное доказательство. Взяв медный и цинковый кружки за изоляционную ручку, он на мгновение соединил их. После разделения кружочков их проверили на чувствительном электроскопе, отклонение соломинок которого показало, что кружочки наэлектризованы — цинк приобрел положительный, а медь — отрицательный электрический заряд[1]. Таким образом, было показано, что для получения эффектов, имеющих несомненно электрическую природу, достаточно простого контакта двух различных металлов, подобных тем, что использовались в столбе.

На основе этого результата была выдвинута определенная теория действия столба. Сначала сам Вольта не опубликовал свое открытие, однако о нем говорилось в докладе, написанном Био для комиссии, которую назначили, чтобы изучить работу Вольта[2]. Для начала предположим, что цинковый кружочек положен на медный кружочек, который, в свою очередь, лежит на изоляционной подкладке. Только что описанный опыт показывает, что электрическая жидкость будет переходить от меди к цинку. Тогда, следуя Вольта, можно представить состояние «напряжения» меди числом $-\frac{1}{2}$, а состояние «напряжения» цинка — числом $+\frac{1}{2}$, так как их разность произвольно принимается за единицу, а сумма (вследствие изоляции) за нуль. Мы увидим, что идея Вольта о «напряжении» является

[1]Абрахам Беннет (1750–99) еще раньше показал (*New Experiments in Electricity* [1789], стр. 86–102), что многие тела при разделении после контакта получают разноименный электрический заряд; он полагал, что разные тела по-разному притягивают или вмещают электричество.

[2]Ср. *Opere di Alessander Volta*, изд. Naz. (Милан, 1918–), II, с. 110.

смешением двух идей, которые в современной теории электричества четко разграничиваются. Это электрический заряд и электрический потенциал.

Теперь положим мокрый картонный кружочек на цинковый, а медный кружочек на картонный. Так как верхний кружок меди не соприкасается с цинком, между ними не происходит контактного действия, но поскольку мокрый картон является проводником, медь получает заряд от цинка. Таким образом, состояния напряжения теперь будут представлены следующим образом: $-\frac{2}{3}$ — для нижнего медного кружочка, $+\frac{1}{3}$ — для цинка и $+\frac{1}{3}$ — для верхнего медного кружочка, причем сумма, как и раньше, равна нулю.

Теперь, если наверх положить еще один цинковый кружочек, состояния напряжения будут выглядеть следующим образом: -1 — для нижнего медного кружочка, 0 — для нижнего цинкового и верхнего медного кружочков и $+1$ — для верхнего цинкового кружочка.

Из этого видно, что разность между численными значениями напряжений верхнего и нижнего кружочков столба всегда будет равна количеству пар металлических кружочков в столбе. Если столб изолирован, сумма численных значений состояний напряжения всех кружочков должна равняться нулю; но если нижний кружочек заземлить, его напряжение станет нулевым, а численные значения напряжений всех остальных кружочков увеличатся в два раза, так что их разности не изменятся.

Таким образом, столб в целом напоминает лейденскую банку: прикасаясь к верхнему и нижнему кружочкам, исследователь получает удар от разряда, причем интенсивность этого удара пропорциональна количеству кружочков.

Мокрые слои в теории Вольта всего лишь играли роль проводников[1]. Вскоре обнаружилось, что подкисление мокрых слоев повышает эффективность столба, однако это сочли следствием исключительно высокой проводимости кислот.

Вольта полностью понял и объяснил, что невозможно построить столб только из металлических кружочков без мокрых прослоек. Как он показал в 1801 г., если кружочки различных металлов привести в контакт в произвольном порядке, металлы, которые окажутся крайними сверху и снизу, будут в том же состоянии, словно они

[1]Когда Вольта только начал проводить опыты по гальванизму, он был склонен считать, что энергия содержится в месте стыка металлов с мокрыми проводниками. Ср. его письмо Грену *Phil. Mag.* IV (1799), с. 62.

контактируют напрямую без промежуточных металлов, так что весь столб будет эквивалентен одной паре металлов. Если разместить металлы в порядке: серебро, медь, железо, олово, свинец, цинк, то каждый из них приобретет положительный заряд по отношению к предыдущему и отрицательный — по отношению к последующему, но движущая сила от серебра к цинку будет равна сумме движущих сил металлов, которые расположены между ними в ряду.

Если человек в течение некоторого времени подержится за крайние кружочки столба, то он получит ощущения, которые, видимо, указывают на непрерывное действие всей системы. Вольта сделал вывод, что электрический ток продолжает существовать в течение всего времени существования связи между проводниками в цепи и что действие цепи приостанавливается только в случае нарушения этой связи. «Эта бесконечная циркуляция или вечное движение электрической жидкости, — говорит Вольта, — может показаться парадоксальным и необъяснимым, но от этого оно не становится менее реальным, и мы можем, так сказать, потрогать его и использовать его».

Вольта рассказал о своем открытии в письме сэру Джозефу Бэнксу, датированном 20 марта 1800 года и отправленном из Комо. Сэр Джозеф, который в то время был президентом Лондонского королевского общества, сообщил эту новость Уильяму Никольсону (1753–1815), основателю *Журнала* (*Journal*), известного всем под его именем, и его другу, Энтони Карлейлю (1768–1840), который впоследствии стал выдающимся хирургом. Тридцатого числа следующего месяца Никольсон и Карлейль создали первый в Англии столб. Повторяя опыты Вольта, они сделали контакт более надежным на верхней пластинке столба, поместив туда каплю воды, и заметили[1], что в этой точке вокруг проводящей проволоки выделяется газ, после чего они продолжили опыт, введя трубку с водой, в которую погружались проволоки с выводов столба. На одной проволоке высвобождались пузырьки горючего газа, а вторая — окислялась. При использовании платиновых проволок на одной из них появлялся кислород, а на другой — водород в свободном состоянии. Этот результат, который являл собой ничто иное, как разложение воды на составляющие ее газы, был получен 2 мая 1800 г.[2]

---

[1]*Nicholson's Journal* (4to), IV, с. 179 (1800); *Phil. Mag.* VII, с. 337 (1800).

[2]Четыре месяца спустя его независимо получил И. В. Риттер.

Несмотря на то, что уже давно была известна способность электричества трения вызвать химическое действие[1], открытие Никольсона и Карлейля имело огромное значение. Его сразу же расширил Уильям Крукшенк (1745–1800) из Вулича, который показал[2], что растворы солей металлов тоже разлагаются под действием электрического тока; а Уильям Хайд Волластон (1766–1828) воспользовался этим открытием, чтобы проверить[3], идентичны ли электрические токи Вольта токам, которые получаются при разрядке электричества трения. Он обнаружил, что воду можно разложить токами любого типа, и заключил, что все их отличия можно объяснить, допустив, что гальваническое электричество, как получаемое в большинстве случаев, — «менее интенсивно, но производится в гораздо больших количествах». Позднее в этом же году (1801) Мартин Ван Марум (1750–1837) и Христиан Генрих Пфафф (1773–1852) пришли к одинаковому выводу, осуществив в огромном масштабе[4] план Вольта по использованию столба для заряжения батарей лейденских банок; а Иоганн Вильгельм Риттер (1776–1810) показал[5], что электричества полюсов одного столба притягиваются, а электричества соответствующих полюсов двух одинаковых столбов отталкиваются.

Открытие Никольсона и Карлейля произвело огромное впечатление на Хемфри Дэви (1778–1829), молодого корнийца, которого примерно в это время назначили профессором химии Королевского института в Лондоне. Дэви сразу же начал экспериментировать с гальваническими столбами, и в ноябре 1800 г.[6] показал, что столб не производит тока, если пары пластин разделяет чистая вода, и что способность столба к действию «в большой степени пропорциональна способности проводящей жидкости, разделяющей пары, окислять цинк». Он понял, что этот результат не совсем соответствует взглядам Вольта на источник электричества в столбе, но, с другой стороны, он гармонировал с идеей Фаброни о том, что гальванические эффекты всегда сопровождаются химическим действием. После ря-

---

[1]Беккариа (*Lettere dell' elettricismo* [Болонья, 1758], с. 282) восстановил ртуть и другие металлы из их оксидов, используя разряды электричества трения, а Пристли точно так же получил из некоторых органических жидкостей горючий газ. Кавендиш в 1781 г. установил состав воды, взорвав кислород и водород с помощью электричества.

[2]*Nicholson's Journal* (4to), IV (1800), стр. 187, 245; *Phil. Mag.* VII (1800), с. 337.

[3]*Phil. Trans.* XCI (1801), с. 427.

[4]*Phil. Mag.* XII (1802), с. 161.

[5]Гильберт *Annalen*, VIII (1801), с. 385.

[6]*Nicholson's Journal* (4to), IV (1800), стр. 275, 326, 337, 380, 394, 527; Дэви *Works*, II, с. 155.

да опытов он пришел к определенному выводу, что «гальванический столб Вольта действует только тогда, когда проводящее вещество между пластинами способно окислять цинк, и что, чем большее количество кислорода соединяется с цинком за данное время, тем выше становится способность столба разлагать воду и давать удар. Тогда кажется разумным сделать вывод (хотя из-за недостатка фактов в настоящий момент невозможно объяснить точный принцип действия), что окисление цинка в столбе, и химические изменения, с ним связанные, *каким-то образом* вызывают производимые им электрические эффекты». Этот принцип окисления направлял Дэви при создании множества новых типов столбов, элементы которых он выбирал из всех известных металлов.

Химическую теорию столба Дэви поддержали Волластон[1] и Никольсон[2], причем последний настаивал, что существование столбов, в которых использован только *один* металл (и больше одного вида жидкости), губительно для любой теории, в соответствии с которой действие происходит из-за контакта различных металлов.

Впоследствии Дэви предложил[3] теорию гальванического столба, объединяющую принципы как «контактного», так и «химического» объяснения. Он предположил, что до замыкания цепи медные и цинковые кружочки каждой смежной пары вследствие «электрических энергий», которыми изначально обладают металлы, получают противоположные электростатические заряды. Когда крайние кружочки замыкают проволокой, противоположные заряды аннигилируют друг друга как при разряжении лейденской банки. Если бы жидкость (которую Дэви сравнивал со стеклом лейденской банки) была не способна к разложению, ток прекратился бы после этого разряда, но жидкость столба состоит из двух элементов, которые способны притягивать наэлектризованные металлические поверхности. Отсюда и появляется химическое действие, из-за которого с кружочков удаляются верхние слои молекул с истощенной энергией и открываются новые металлические поверхности. Тем самым в действие снова приводятся электрические энергии меди и цинка и продолжается процесс электрического движения. Таким образом, контакт металлов вызывает *нарушение* равновесия, а химические изменения *восстанавливают* условия для приведения в действие контактной энергии.

[1]*Phil. Trans.* XCI (1801), с. 427.
[2]*Nicholson's Journal*, I (1802), с. 142.
[3]*Phil. Trans.* XCVII (1807), с. 1.

В этом и других научных трудах Дэви утверждал, что химическое сродство, в сущности, имеет электрическую природу. «Химические и электрические притяжения, — заявлял он[1], — происходят по одной и той же причине, действуя в одном случае на частицы, а в другом — на массы материи; и одно и то же свойство, но в разных модификациях, вызывает все явления, которые происходят в различных гальванических соединениях».

Дальнейшее разъяснение этого вопроса исходило в основном от исследователей электрохимического разложения, которое мы сейчас и рассмотрим.

В 1803 г.[2] Риттер из серебряных кружочков, чередующихся с кружочками влажного сукна, построил столб и пустил по нему ток с гальванического столба. После прерывания связи с гальваническим столбом столб, состоящий из серебра и сукна, вел себя как самостоятельный гальванический столб. Сам Риттер ошибочно истолковал это явление, сравнивая действие исходного тока с действием тока, использованного для зарядки конденсатора. Правильное объяснение дал в 1805 г. Вольта[3], который показал, что, пока исходный ток проходит через столб Риттера, вода в суконных кружочках разлагается, а кислород и водород собираются на противоположных сторонах каждого кружочка. Когда ток зарядки отключают, эти продукты разложения образуют обратную электродвижущую силу, и столб Риттера начинает действовать как гальванический столб, образованный двумя различными жидкостями и одним металлом. Это было открытием *гальванической поляризации*, а столб Риттера можно считать предвестником современного «аккумуляторного» элемента.

Появление продуктов гальванического разложения в местах, отдаленных друг от друга, весьма удивляло Никольсона и Карлейля, когда они проводили первые опыты. Первую попытку объяснить это явление сделали в 1806 г. Теодор фон Гротгус[4] (1785–1822) и Дэви[5], которые выдвинули теорию о том, что выводы, на которых разлагается вода, имеют силы притяжения и отталкивания; что полюс, из которого выделяется смоляное электричество, обладает свойством

[1] *Phil. Trans.* CXVI, пункт 3 (1826), с. 383.

[2] Фойгт *Magazin f. Naturk.* VI (1803), с. 181.

[3] Гильберт *Annalen*, XIX (1805), с. 490.

[4] *Annales de Chimie*, LVIII (1806), с. 54.

[5] Бакерианская лекция к 1806 г. *Phil. Trans.* XCVII (1807), с. 1. Теорию, похожую на теорию Гротгуса и Дэви, изложил Манчестерскому философскому обществу в 1807 г. Петер Марк Роже (1779–1869); ср. Роже *Galvanism*, §106.

притягивать водород и металлы, а положительный вывод способен притягивать кислород и отталкивать водород. Эти силы достаточно активны, чтобы прекратить или приостановить обычное действие химического сродства в молекулах воды, которые находятся ближе всех к выводам. Предполагалось, что сила каждого вывода уменьшается при удалении от него. Когда молекула, которая находится ближе всех к одному из выводов, разложилась под действием сил притяжения и отталкивания, одна из ее составляющих освобождается, а другая — под влиянием электрических сил (водород и кислород имеют противоположные электрические заряды) атакует следующую молекулу, которая затем разлагается. Оставшаяся составляющая этой молекулы атакует следующую и т. д. Считалось, что таким образом, образуется цепочка разложений и воссоединений молекул, находящихся между выводами.

В 1825 г. гипотеза Гротгуса – Дэви подверглась критике Огюста де ля Рива[1] (1801–73) из Женевы, поскольку она не объясняла, что происходит, когда различные жидкости последовательно размещаются в цепи. Если, например, раствор сульфата цинка поместить в одну камеру, а воду — в другую, и если положительный полюс поместить в раствор сульфата цинка, а отрицательный — в воду, де ля Рив обнаружил, что вокруг последнего образуется оксид цинка, хотя разложение и повторное соединение сульфата цинка не происходит в воде, где эта соль не содержится. Соответственно, он предположил, что составляющие разложившейся жидкости целиком переносятся через жидкости вместе с движущимся электричеством. При электролизе воды предполагалось, что ток наэлектризованного водорода уходит из положительного полюса и разлагается на водород и электричество на отрицательном полюсе, где водород высвобождается в виде газа. Другой ток точно также переносит наэлектризованный кислород от отрицательного полюса к положительному. В этой схеме отсутствует придуманная Гротгусом цепочка последовательных разложений: разлагаются только молекулы, расположенные рядом с полюсом.

Появление продуктов разложения на разных полюсах можно объяснить либо по Гротгусу, принимая разложения по всему объему жидкости, либо по де ля Риву, предполагая, что отдельные разложившиеся атомы перемещаются на значительные расстояния. Возможно, ранее сложившаяся идея об экономии в природе сдерживала ученых того времени от принятия двух предположений одновремен-

[1] *Annales de Chimie*, XXVIII (1825), с. 190.

но, когда любое из них в отдельности удовлетворило бы фактам. Тем не менее, именно это, несмотря на кажущуюся избыточность, более поздние исследователи показали как истину. Природа есть то, что она есть, а не то, чем мы хотели бы ее сделать.

Де ля Рив был одним из самых радикальных оппонентов контактной теории столба Вольты; даже в случае контакта двух металлов в воздухе, без вмешательства жидкости, он приписывал электрический эффект только химическому сродству воздуха и металлов.

За время длинного перерыва между публикациями конкурирующих гипотез Гротгуса и де ля Рива, в области конкретных задач, связанных с аккумулятором, значительного успеха не достигли; между тем теория электричества развивалась в других направлениях. Одним из этих направлений, на которое мы прежде всего обратим внимание, была электрохимическая теория знаменитого шведского химика, Йенса Якоба Берцелиуса (1779–1848).

Берцелиус основал свою теорию[1], несколько характерных особенностей которой предугадал Дэви[2], на выводах, сделанных из контактных действий теории Вольты. «Два тела, — замечал он, — имеющих друг с другом сродство и вступивших в контакт, после разделения приобретают противоположные электрические заряды. Тело, имеющее большее сродство с кислородом, заряжается положительно, а другое тело — отрицательно».

Ему показалось, что это указывает на то, что химическое сродство возникает из действия электрических сил, которые, в свою очередь, происходят из электрических зарядов в атомах материи. Если быть точным, он предположил, что каждый атом имеет два полюса, где находятся противоположные электризации, электростатическое поле которых вызывает химическое сродство.

Эта концепция помогла Берцелиусу создать простую и живую картину химического соединения. Два атома, которые готовы соединиться, располагаются так, чтобы положительный полюс одного касался отрицательного полюса другого. Затем электричества этих полюсов разряжают друг друга, образуя тепло и свет, которые сопровождают действие объединения[3]. После их исчезновения составная молекула имеет два оставшихся полюса, и ее невозможно снова

---

[1]*Memoirs of the Acad. of Stockholm*, 1812; *Nicholson's Journal*, XXXIV (1813), стр. 142, 153, 240, 319; XXXV, стр. 38, 118, 159.

[2]*Phil. Trans.* XCVII (1807), с. 1.

[3]Это была идея Дэви.

разделить на составляющие атомы, пока не найдется какое-то средство вернуть исчезнувшим полюсам их заряды. Такое средство дает действие гальванического столба при электролизе: противоположные рода электричества тока проникают в молекулы электролита и возвращают атомы в их первоначальное состояние поляризации.

Если, как учил Берцелиус, все химические соединения образуются взаимной нейтрализацией пар атомов, то они, очевидно, должны иметь бинарный характер. Таким образом, он считал, что соль состоит из кислоты и оксида, каждый из которых состоит из двух других компонентов. Более того, в любом соединении электроположительный член может замещаться только другим электроположительным членом, а электроотрицательный член — только электроотрицательным, так что в соединении заместить, например, хлор водородом невозможно. Однако последующие открытия в химии опровергли этот вывод.

Берцелиус в рамках своей теории сумел согласовать самые разнообразные факты. Таким образом, «соединение поляризованных атомов требует движения, чтобы повернуть противоположно заряженные полюса друг к другу. Именно из-за этого обстоятельства два тела легко соединяются, когда хотя бы одно из них находится в жидком состоянии, и невероятно сложно, или почти невозможно, соединить твердые тела. И снова, поскольку каждая поляризованная частица должна иметь электрическую атмосферу и поскольку эта атмосфера предрасполагает к образованию соединения, как мы уже видели, следовательно, частицы могут действовать только на определенных расстояниях, пропорциональных интенсивности их поляризации. Значит, тела, имеющие сродство, всегда соединяются почти в тот момент, когда смешиваются в жидком состоянии. Однако соединение в газообразном состоянии происходит труднее, а при определенной степени расширения газов соединение становится невозможным. Из опытов Гротгуса нам известно, что если разредить до определенной степени смесь кислорода и водорода в соответствующих пропорциях, то ее невозможно поджечь ни при какой температуре». И опять: «Многие тела способны воздействовать друг на друга только при повышенной температуре. Следовательно, тепло, видимо, обладает свойством усиления поляризации этих тел».

Берцелиус объяснил электродвижущий ряд Вольты, принимая, что электризация на одном полюсе атома несколько больше или несколько меньше, чем необходимо, чтобы нейтрализовать заряд на

другом полюсе. Таким образом, каждый атом обладает неким остаточным зарядом любого знака, а порядок элементов в ряде Вольта можно интерпретировать просто как порядок их расположения по величине этого остаточного заряда. Как мы увидим, впоследствии эту концепцию опроверг Фарадей.

Берцелиус позволил себе опубликовать кое-какие размышления о природе тепла и электричества, которые ярко представляют мировоззрение способного мыслителя первой четверти XIX века. Он говорит, что важен вопрос о том, являются ли электричество и теплота материей или это просто явления. Если материей следует называть весомые вещи, тогда эти проблематичные категории материей определенно не являются. Однако он полагает, что ошибочно сужать применение этого термина таким образом, и склоняется к мнению, что теплота — это настоящая материя, обладающая химическим сродством, которое не подчиняется закону тяготения, и что свет и любые излучения заключаются в видах распространения такой материи. Этот вывод облегчает принятие решения относительно электричества. «Из связи, существующей между теплотой и электричеством, — замечает он, — ясно, что то, что является истиной относительно материальности одного из них, должно быть истиной и относительно материальности другого. Однако существуют некоторые явления, вызванные электричеством, которые не поддаются объяснению, если не принять, что электричество является материей. Например, электричество зачастую отщепляет все, что покрывает поверхность тел, которые его проводят. Оно действительно бесследно проходит через проводники, но в то же время оно проникает в непроводники, которые препятствуют его движению, и пробивает отверстия точно так же, как это делало бы нечто, нуждавшееся в месте для прохождения. Мы часто наблюдаем это, когда электрические банки ломаются из-за перегрузки или когда электрический удар проходит через несколько карт и т. д. Тогда, по крайней мере с некоторой вероятностью, можно представить, что теплота и электричество — это материя, которая не подчиняется тяготению, но обладает сродством с тяготеющими телами. Когда они не ограничены этим сродством, они стремятся находиться в равновесии во вселенной. В каждое мгновение солнце нарушает это равновесие, и они посылают вновь объединенные виды электричества в форме светящихся лучей к планетам, на поверхности которых лучи, останавливаясь, проявляются в виде теплоты, которая в свою очередь в течение

времени, необходимого для ее возвращения в состояние равновесия во вселенной, поддерживает химическую активность органической и неорганической природы».

Вряд ли можно было ожидать, что следующее открытие подтвердит все детали столь гипотетической электрической концепции химического соединения Берцелиуса. В действительности как логически согласованная теория она умерла раньше своего автора. Однако некоторые идеи Берцелиуса устоялись: среди них убеждение, лежащее в основе этой теории, что химическое сродство имеет электрическое происхождение.

Пока внимание химиков в течение долгого времени было направлено на теорию Берцелиуса, электротехники переключились на открытие первой величины, которое было сделано в другой области.

Еще философы XVIII века предполагали, что между электричеством и магнетизмом существует некая связь. Это предположение частично основывалось на некоторых любопытных эффектах, производимых молнией, которые можно проиллюстрировать с помощью работы, опубликованной в *Философских трудах* (*Philosophical Transactions*) в 1735 г.[1] Один торговец из Уэйкфилда, как там написано, «положил много ножей и вилок в большой ящик и поставил этот ящик в угол большой комнаты. В июле 1731 г. произошла гроза с громом и молниями, из-за которой был поврежден угол комнаты, раскололся ящик, многие ножи и вилки расплавились, однако с футлярами ничего не произошло. Владелец высыпал содержимое коробки на прилавок, где лежали гвозди, а люди, которые брали ножи, лежавшие на гвоздях, замечали, что ножи притягивают гвозди».

Таким образом, молнию стали наделять способностью намагничивать сталь. Нет сомнений, что именно это привело к тому, что в 1751 г. Франклин[2] попытался намагнитить швейную иглу, разряжая лейденские банки. Эта попытка удалась, но, как впоследствии показал Ван Марум, сомнительно, что именно действие тока вызвало магнетизм.

Последовали другие опыты[3]. В 1805 г. Жан-Николя-Пьер Ашетт (1769–1834) и Шарль-Бернар Дезорм (1777–1862) попы-

---

[1] *Phil. Trans.* XXXIX (1735), с. 74.

[2] Письмо VI Франклина Коллинсону.

[3] В 1774 г. Выборная академия Баварии предложила вопрос «Существует ли реальная и физическая аналогия между электрической и магнитной силами?», за ответ на который была назначена премия.

тались определить, ориентируется ли под действием земного магнетизма свободно подвешенный изолированный гальванический столб, однако положительного результата они не получили. В 1807 г. Ханс Кристиан Эрстед (1777–1851), профессор натурфилософии в Копенгагенском университете, объявил о своем намерении исследовать действие электричества на магнитную стрелку, однако его надежды осуществились только через несколько лет. Если верить одному из его учеников[1], он был «гениальным человеком, но очень неудачливым экспериментатором. Он совершенно не умел обращаться с инструментами. Для проведения опыта ему необходим был ассистент или один из слушателей с умелыми руками».

Во время курса лекций по «Электричеству, гальванизму и магнетизму», который он читал зимой 1819–20 гг., он подумал, что изменения, которые происходят с магнитной иглой во время грозы, могут стать ключом к искомому им действию, что привело его к мысли о том, что этот опыт следует провести не с разомкнутой, а с замкнутой гальванической цепью и узнать, оказывает ли ток, проходящий через соседнюю проволоку, какое-либо действие на магнитную стрелку. Сначала он поместил проволоку под прямым углом к стрелке, но ничего не увидел. По окончании лекции, где он проводил этот опыт, не давший никакого результата, у него появилась идея расположить проволоку параллельно стрелке. Когда он это сделал, появилось ярко выраженное отклонение стрелки. Так была открыта связь магнетизма и электрического тока. После подтверждающих опытов с использованием более мощных устройств в июле 1820 года об этом открытии объявили во всеуслышание[2].

Эрстед не определял количественные законы действия. Он удовольствовался формулировкой качественного эффекта и некоторыми замечаниями относительно его причины, которые напоминают размышления Декарта о магнетизме. В принципе, концепции Эрстеда можно считать связующими между концепциями картезианцев и концепциями, которые впоследствии ввел Фарадей. «Действие, ко-

[1]Ср. письмо Ханстина, включенное в работу Бенса Джонса *Life of Faraday*, II, с. 395.

[2]*Experimenta circa effectum conflictus electrici in acum magneticam* (Копенгаген, 1820); немецкий перевод в *Journal für Chemie und Physik*, XXIX (1820), с. 275 Швейггера; английский перевод в *Annals of Philosophy*, XVI (1820), с. 273 Томсона.

торое происходит в проводнике и в окружающем его пространстве, — писал он, — мы назовем *возмущением электричества*». «Электрическое возмущение воздействует только на магнитные частицы материи. Видимо, электрическое возмущение проходит через все немагнитные тела, а магнитные тела, или скорее их магнитные частицы, сопротивляются его прохождению. Значит, их можно сдвинуть импульсом противоборствующих сил.

Из вышеизложенных фактов достаточно очевидно, что электрическое возмущение не ограничивается проводником, а рассеивается достаточно широко в окружающем его пространстве.

Кроме того, из вышеизложенного можно заключить, что это возмущение распространяется кругами, так как без этого условия кажется невозможным, чтобы одна часть соединяющей проволоки, будучи помещенной под полюсом магнита, направляла бы его к востоку, а будучи помещенной над ним, — к западу, поскольку природа круга состоит как раз в том, что движения в противоположных его частях направлены противоположно».

Об открытии Эрстеда рассказал на заседании Парижской академии наук 11 сентября 1820 г. академик (Араго), который только что вернулся из-за границы. Некоторые французские исследователи повторили и расширили опыты Эрстеда; и первый точный анализ полученного эффекта опубликовали два исследователя, Жан Батист Био (1774–1862) и Феликс Савар (1791–1841), которые на заседании академии наук 30 октября 1820 г. объявили[1], что действие, которому подвергается полюс южного или северного магнетизма, помещенный на любом расстоянии от прямолинейного проводника гальванического тока, можно найти следующим образом: «Проведите перпендикуляр от полюса к проводнику; сила на полюсе расположена под прямым углом к этой линии и к проводнику, а ее величина обратно пропорциональна расстоянию от проводника до полюса». Вскоре этот результат подвергли дальнейшему анализу: силу притяжения разделили на составляющие, полагая, что каждая из них возникает под действием какого-то конкретного элемента тока; в новой форме закон можно сформулировать следующим образом: *магнитная сила, возникающая от элемента* $\mathbf{ds}$ *цепи, в которой течет ток* $\mathbf{i}$, *в точке, отстоящей от* $\mathbf{ds}$ *на вектор* $\mathbf{r}$, *равна (в соответствующих единицах изме-*

[1]*Annales de Chimie*, XV (1820), с. 222; *Journal de Phys.* XCI (1820), с. 151.

рения)

$$\frac{i}{r^3}[\mathbf{ds}\cdot\mathbf{r}]^1 \quad \text{или} \quad \operatorname{rot}\frac{i\mathbf{ds}}{r}.^2$$

Тогда и признали, что магнитное поле может создавать не только магнит, но и электрический ток, и, как вскоре показал Араго[3], магнитное поле, созданное электрическим током, как и любое другое магнитное поле, способно намагничивать железо. Естественно возник вопрос, простирается ли схожесть свойств токов и магнитов еще дальше, например, будут ли проводники с током, как и магниты, испытывать пондеромоторные силы, если их поместить в магнитное поле, и следовательно, будут ли эти проводники прикладывать друг к другу пондеромоторные силы.

Первый шаг к ответу на эти вопросы сделал сам Эрстед[4]. «Поскольку, — сказал он, — одно тело не может привести в движение другое, если его само не привести в движение, когда оно обладает необходимой подвижностью, легко предвидеть, что гальваническая дуга должна приводиться в движение под действием магнита», и это он подтвердил экспериментально[5].

Следующий шаг сделал Андре Мари Ампер (1775–1836), который на заседании академии 18 сентября, ровно через неделю после появления известия о первом открытии Эрстеда, показал, что два параллельных проводника с током притягиваются, если токи идут по ним в одном направлении, и отталкиваются при противоположном направлении токов. В течение последующих трех лет Ампер продолжил исследования, которые начал таким образом, и в 1825 г.

---

[1]Если $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ обозначают два вектора, то вектор с составляющими $(a_y b_z - a_z b_y,\ a_z b_x - a_x b_z,\ a_x b_y - a_y b_x)$ называют *векторным произведением* $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ и обозначают $[\mathbf{a},\mathbf{b}]$. Он направлен перпендикулярно векторам $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$, а его модуль равен удвоенной площади треугольника, построенного на этих векторах.

[2]Если $\mathbf{a}$ обозначает любой вектор, то вектор с составляющими $\frac{\partial a_z}{\partial y} - \frac{\partial a_y}{\partial z}$, $\frac{\partial a_x}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial x}$, $\frac{\partial a_y}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial y}$ обозначают как $\operatorname{rot}\mathbf{a}$.

[3]*Annales de Chimie*, XV (1820), с. 93.

[4]Швейгер *Journal für Chem. u. Phys.* XXIX (1820), с. 364; Томсон *Annals of Philosophy*, XVI (1820), с. 375.

[5]В 1821 г. Дэви обнаружил (*Phil. Trans* CXI [1821], с. 425), что электрическая дуга отклоняется под действием магнита.

опубликовал собранные им результаты в одном из самых знаменитых научных трудов[1] в истории натурфилософии.

Ампер представляет свою работу, объявляя себя последователем той школы, которая объясняла все физические явления равными и противоположно направленными силами, существующими между парами частиц; и он отказывается от попытки поиска более теоретических, хотя, возможно, и более фундаментальных, объяснений физических явлений на основе движений элементарных жидкостей и эфиров. Тем не менее, в связи с последним он указывает два принципа, на которых можно основать такого рода объяснения.

Первый[2] принцип гласит, что пондеромоторные силы между цепями, проводящими электрические токи, могут возникать вследствие «реакции на упругую жидкость, которая распространяется во всем пространстве и колебания которой производят световые явления», и которая «приводится в движение электрическими токами». Эта жидкость, или эфир, говорит он, может «быть только следствием объединения двух родов электричества».

Второй принцип[3] Ампера утверждает, что промежутки между молекулами металлической проволоки, проводящей ток, может занимать жидкость, состоящая из двух родов электричества, но не в том соотношении, которое образует нейтральную жидкость, а с избытком электричества, противоположного электричеству молекул металла и, следовательно, скрывающего электричество молекул металла. В этой межмолекулярной жидкости противоположные рода электричества непрерывно диссоциируют и рекомбинируются. После диссоциации жидкости в одном межмолекулярном промежутке, положительное электричество, получившееся в результате диссоциации, объединяется с отрицательным электричеством промежутка, следующего за ним по направлению тока, а отрицательное электричество первого промежутка объединяется с положительным электричеством промежутка, следующего в другом направлении. Такое чередование, по этой гипотезе, образует электрический ток.

Однако научный труд Ампера лишь вскользь затрагивает теоретическую сторону этого вопроса. Его основная цель — с помощью опытов до конца исследовать пондеромоторные силы, действующие на электрические токи.

---

[1]*Mem. de l'Acad.* VI (1825), с. 175.

[2]*Recueil d'observations electro-dynamiques*, с. 215; и только что процитированный научный труд, стр. 285, 370.

[3]*Recueil d'observations electro-dynamiques*, стр. 297, 300, 371.

«Когда, — замечает он, — Эрстед открыл действие, оказываемое током на магнит, определенно можно было заподозрить, что два контура, проводящие ток, взаимодействуют друг с другом; однако это не было непременным следствием, так как пруток ковкого железа тоже воздействует на намагниченную стрелку, хотя два прутка ковкого железа между собой не взаимодействуют».

Тогда Ампер подверг этот вопрос лабораторной проверке и обнаружил, что контуры, проводящие электрический ток, прикладывают друг к другу пондеромоторные силы, и эти же силы прикладывают к таким токам магниты. Науку, которая занимается взаимодействием токов, он назвал *электродинамикой*[1] и показал, что это действие подчиняется следующим законам:

(1) Действие тока обратно, когда направление тока обратно.

(2) Действие тока, проходящего по слегка волнистому контуру, не отличается от действия тока, проходящего по прямому контуру.

(3) Сила, прикладываемая замкнутым контуром к элементу другого контура, расположена под прямым углом к последнему.

(4) Пропорциональное увеличение всех линейных размеров контура при неизменной силе тока не влияет на силу между двумя его элементами.

Из этих данных, предположив, что сила между двумя элементами контуров действует вдоль соединяющей их линии, Ампер получил выражение для определения этой силы: вывод можно осуществить следующим образом.

Пусть $\mathbf{ds}$, $\mathbf{ds}'$ — это элементы контуров, $\mathbf{r}$ — соединяющая их линия, а i, i' — силы тока. Из (2) ясно, что действие $\mathbf{ds}$ на $\mathbf{ds}'$ является векторной суммой действий dx, dy, dz на $\mathbf{ds}'$, где dx, dy, dz — три составляющих вектора $\mathbf{ds}$; так что искомая сила должна иметь форму:

$\mathbf{r}\times$ скалярное произведение, линейное и однородное в $\mathbf{ds}$; эта сила тоже должна быть линейной и однородной в $\mathbf{ds}'$. Тогда, используя (1), мы видим, что сила должна иметь форму

$$\mathbf{F} = ii'\mathbf{r}\{(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{ds}')\varphi(r) + (\mathbf{ds}\cdot\mathbf{r})(\mathbf{ds}'\cdot\mathbf{r})\psi(r)\},$$

где φ и ψ обозначают неопределенные функции r.

Из (4) следует, что если $\mathbf{ds}$, $\mathbf{ds}'$, $\mathbf{r}$ умножить на одно и то же число, то это никак не повлияет на $\mathbf{F}$; значит

$$\varphi(r) = \frac{A}{r^3} \quad \text{и} \quad \psi(r) = \frac{B}{r^5},$$

[1] Loc. cit. с. 298.

где A и B обозначают константы. Таким образом, имеем

$$\mathbf{F} = ii'\mathbf{r}\left\{\frac{A(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{ds}')}{r^3} + \frac{B(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{r})(\mathbf{ds}'\cdot\mathbf{r})}{r^5}\right\}.$$

Теперь, в соответствии с (3), разложенная часть $\mathbf{F}$ вдоль элемента $\mathbf{ds}'$ должна исчезнуть при интегрировании по контуру s, т. е. должен получиться полный дифференциал, если взять $\mathbf{dr}$ равным $-\mathbf{ds}$. Это все равно, что сказать, что выражение

$$\frac{A(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{ds}')(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds}')}{r^3} + \frac{B(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{r})(\mathbf{ds}'\cdot\mathbf{r})^2}{r^5}$$

должно быть полным дифференциалом; или выражение

$$-\frac{A}{2r^3}d(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds}')^2 + \frac{B}{r^5}(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{r})(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds}')^2$$

должно быть полным дифференциалом, а следовательно

$$d\frac{A}{2r^3} = -\frac{B}{r^5}(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{r}),$$

или

$$-\frac{3A}{2r^4}\,dr = \frac{B}{r^4}\,dr,$$

или

$$B = -\frac{3}{2}A.$$

Таким образом, в конечном итоге, мы имеем

$$\mathbf{F} = \mathrm{const}\times ii'\mathbf{r}\left\{\frac{2}{r^3}(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{ds}') - \frac{3}{r^5}(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{r})(\mathbf{ds}'\cdot\mathbf{r})\right\}.$$

Это формула Ампера: мультипликативная константа, безусловно, зависит от выбранных единиц измерения, и ее можно принять равной -1.

Очевидно, что недостаток работы Ампера заключается в допущении о том, что сила направлена вдоль линии, соединяющей два элемента, поскольку в аналогичном случае взаимодействия двух магнитных молекул мы знаем, что сила *не* направлена вдоль линии, соединяющей молекулы. Следовательно, интересно найти форму $\mathbf{F}$ при отсутствии этого ограничения.

Мы замечаем, что для этого к выражению, уже найденному для $\mathbf{F}$, можно добавить любой член вида

$$\varphi(r) \cdot (\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r}) \cdot \mathbf{ds}',$$

где $\varphi(r)$ обозначает любую произвольную функцию r, поскольку

$$(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r}) = -r \cdot ds \cdot \frac{dr}{ds},$$

это член исчезает при интегрировании по контуру s и содержит ds и ds' линейно и однородно, как и следует. Можно также добавить любые члены формы

$$d\{\mathbf{r} \cdot (\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r}) \cdot \chi(r)\},$$

где $\chi(r)$ обозначает любую произвольную функцию r, а d — дифференцирование по дуге s при неизменном ds' (так что $\mathbf{dr} = -\mathbf{ds}$); этот дифференциал можно записать следующим образом

$$-\mathbf{ds} \cdot (\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r}) \cdot \chi(r) - \mathbf{r}\chi(r)(\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{ds}) - \frac{1}{r}\chi'(r)\mathbf{r}(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r}).$$

Во избежание нарушения закона действия и противодействия следует объединить полученное выражение с предыдущим дополнительным членом, чтобы получить выражение, симметричное в ds и ds'; и значит, наконец, мы получаем, что *общее значение* $\mathbf{F}$ *выражается уравнением*

$$\mathbf{F} = -ii'\mathbf{r}\left\{\frac{2}{r^3}(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{ds}') - \frac{3}{r^5}(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r})\right\} + \\ + \chi(r)(\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r})\mathbf{ds} + \chi(r)(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r})\mathbf{ds}' + \chi(r)(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{ds}')\mathbf{r} + \\ + \frac{1}{r}\chi'(r)(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}.$$

Простейшую форму этого выражения можно получить, принимая, что

$$\chi(r) = \frac{ii'}{r^3},$$

когда мы получаем

$$\mathbf{F} = \frac{ii'}{r^3}\left\{(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r})\mathbf{ds}' + (\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r})\mathbf{ds} - (\mathbf{ds} \cdot \mathbf{ds}')\mathbf{r}\right\}.$$

Сравнительно простое выражение в скобках — это векторная часть кватернионного произведения трех векторов $\mathbf{ds}$, $\mathbf{r}$, $\mathbf{ds}'$.[1]

Из любого значения $\mathbf{F}$ можно найти пондеромоторную силу, которую прикладывает весь контур $\mathbf{s}$ к элементу $\mathbf{ds}'$; ее фактически можно найти из последнего выражения

$$ii' \int\limits_s \frac{1}{r^3} \left\{ (\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r})\mathbf{ds} - (\mathbf{ds} \cdot \mathbf{ds}')(\mathbf{r}) \right\},$$

или

$$ii' \int\limits_s \left[\mathbf{ds}' \cdot \frac{[\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r}]}{r^3} \right],$$

или

$$i'[\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{B}],$$

где

$$\mathbf{B} = i \int\limits_s \frac{1}{r^3} [\mathbf{ds} \cdot \mathbf{r}].$$

Итак, именно это значение $\mathbf{B}$ и нашли Био и Савар[2] для напряженности магнитного поля в элементе $\mathbf{ds}'$ от тока i в цепи s. Итак, мы видим, что пондеромоторная сила, действующая на элемент тока $\mathbf{ds}'$ в магнитном поле напряженности $\mathbf{B}$, равна $i'[\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{B}]$.

Ампер в значительной степени развил теорию эквивалентности магнитов и контуров, проводящих электрический ток, и показал, что электрический контур, по своему магнитному действию, эквивалентен распределению магнетизма по любой поверхности, ограниченной контуром, причем оси магнитных молекул расположены нормально к этой поверхности[3]: такая намагниченная поверхность называется *магнитным листком*. Тем не менее, он предпочел взять за основу не магнитную жидкость, а электрический ток, и отнес магнетизм к

---

[1]Более простая форма $\mathbf{F}$, приведенная в тексте, если пренебречь членом в $\mathbf{ds}'$, дается Грассманом в *Ann. d. Phys.* LXIV (1845), с. 1. Для дальнейшего исследования этого предмета ср. Тэт, *Proc. R. S. Edin.* VIII (1873), с. 220; Гельмгольц, *Berl. Akad. Monatsber.* (1873), с. 91; и Кортевег, *Journal für Math.* XC (1881), с. 49. Гельмгольц допускает, что взаимодействие двух элементов тока можно получить из потенциала, что влечет существование пары сил дополнительно к силе, действующей вдоль линии, соединяющей элементы. Ср. исследование в гл. VII данного труда.

[2]См. ранее, стр. 108.

[3]Loc. cit. с. 367.

физическим явлениям. По его теории свойства каждой магнитной молекулы обусловлены присутствием в ней небольшого замкнутого контура, в котором непрерывно течет электрический ток.

Научный труд Ампера надолго произвел неизгладимое впечатление. Полвека спустя Максвелл назовет его «одним из самых блестящих научных достижений». «Кажется, — говорит он, — будто вся эта совокупность теории и опыта во всей своей мощи, в полном своем вооружении выскочила из головы «Ньютона электричества». Форма ее совершенна, строгость безупречна, и все резюмируется в одной формуле, из которой можно вывести все явления и которая должна будет остаться навсегда в качестве фундаментальной формулы электродинамики».

Однако Хевисайд в 1888 году выразил другую точку зрения[1]: «Ученые, не менее авторитетные, чем великий Максвелл, утверждали, что закон силы между двумя элементами тока — основная формула электродинамики. Если бы это было так, разве мы не применяли бы его всегда? А применяем ли мы его *вообще*? Использовал ли его Максвелл в своем трактате? Я уверен, что здесь какая-то ошибка. Я ничуть не хочу лишить Ампера чести называться отцом электродинамики; я всего лишь хочу передать звание основной другой его формуле, выражающей механическую силу, которая действует на элемент проводника, несущего ток в любом магнитном поле — векторное произведение тока и электромагнитной индукции. В этой формуле есть нечто реальное; она не похожа на формулу силы между двумя незамкнутыми элементами; она фундаментальна; и, как всем известно, ее постоянно используют, прямо или косвенно (через электродвижущую силу), как теоретики, так и практики».

Вскоре после открытия Эрстедом связи гальванизма и магнетизма, была открыта связь между гальванизмом и теплотой. В 1822 г. Томас Иоганн Зеебек (1770–1831) из Берлина открыл[2], что в контуре, состоящем из металлов, можно создать электрический ток, не вводя в него жидкость, а всего лишь нарушая равновесие температу-

---

[1]*Electrician* (28 дек. 1888 г.), с. 229; Хевисайд *Electrical Papers*, II, с. 500.

[2]*Abhandl. d. Berlin Akad.* X (1822–3), с. 265. *Ann. d. Phys.* LXXIII (1823), стр. 115, 430; VI (1826), стр. 1, 133, 253.

Еще раньше Вольта заметил, что серебряная пластина с различной температурой концов ведет себя как гальванический элемент.

Дальнейшие опыты провели Джеймс Камминг (1777–1861), профессор химии в Кембридже, *Trans. Camb. Phil. Soc.* II (1823), с. 47; и Антуан Сезар Беккерель (1788–1878), *Annales de Chimie*, XXXI (1826), с. 371.

ры. Если сделать кольцо из меди и висмута, спаяв их по краям, то для возникновения тока необходимо только нагреть это кольцо в месте одного из этих соединений. Этот новый класс контуров назвали *термоэлектрическими*.

Обнаружили, что металлы можно поставить в *термоэлектрический* ряд, в порядке их способности создавать ток при образовании таких пар, и что этот порядок весьма отличается от последовательности металлов в электродвижущем ряду Вольта. Действительно, сурьма и висмут, которые в последнем ряду расположены рядом, в первом оказываются на противоположных концах.

Токи, создаваемые термоэлектрическими парами, обычно слабые; и упоминание этого факта приводит нас к вопросу об эффективности различных компоновок гальванической цепи, который примерно в это время привлек всеобщее внимание.

Приблизительные сравнения начались вскоре после открытия столба. В 1801 г. французские химики, Антуан Франсуа де Фуркруа (1755–1809), Луи Никола Воклен (1763–1829) и Луи Жак Тенар (1777–1857), изменяя размер металлических кружочков, составляющих столб, обнаружили[1], что при неизменном количестве кружочков ощущение, получаемое человеком, не изменяется; но изменяется сила горения тонкой проволоки, и что эта сила пропорциональна общей площади поверхности всех кружочков, независимо от того, распределяется она среди небольшого количества больших кружочков или большого количества маленьких. Это объяснили, предположив, что маленькие пластинки дают маленькое количество электрической жидкости с большой скоростью, а большие пластины дают большее количество этой жидкости, но с той же скоростью. Поэтому сила удара, которая, как считалось, зависит только от скорости жидкости, не усиливается при увеличении размера пластин.

Также изучали и влияние изменения проводников, соединяющих выводы со столбом. Николя Готро (1753–1803) заметил[2], что вода, которая содержится в трубках маленького диаметра, проводит гальванический ток хуже, чем вода, содержащаяся в трубках большего диаметра. Очевидно, что этот опыт очень похож на тот, который Беккария провел с электростатическими разрядами полвека назад[3].

[1] *Ann. de Chimie*, XXXIX (1801), с. 103.
[2] *Annales de Chim.* XXXIX (1801), с. 203.
[3] См. с. 78.

Как мы уже видели, Кавендиш очень полно исследовал способность металлов проводить электростатические разряды, а их способность проводить гальванический ток теперь исследовал Дэви[1]. Его метод заключался в том, чтобы соединить выводы гальванической батареи с помощью пути, содержащего воду (которая разлагается под действием тока), и альтернативного пути, состоящего из исследуемой металлической проволоки. Когда длина проволоки была меньше определенного размера, вода переставала разлагаться. Дэви измерил длины и массы проволок из различных материалов, а также их поперечные сечения при этих граничных условиях, и сравнивая их, показал, что проводящая способность проволоки, состоящей из одного любого материала, обратно пропорциональна ее длине и прямо пропорциональна площади ее поперечного сечения, но не зависит от формы этого сечения[2]. Последний факт, как заметил Дэви, показал, что гальванический ток проходит через вещество проводника, а не по его поверхности.

В том же научном труде Дэви сравнил проводимости различных металлов и исследовал влияние температуры; он обнаружил, что проводимость изменяется с температурой, «понижаясь в некотором обратном отношении при повышении температуры».

Он также заметил, что каждая часть одного и того же электрического контура испытывает одну и ту же магнитную силу, даже если этот контур состоит из проволок различной проводимости, так что «магнетизм выглядит как передаваемое ими количество электричества».

Очевидно, что ток, который течет в данной гальванической цепи, зависит не только от проводников, составляющих эту цепь, но и от движущей силы батареи. Значит, для создания полной теории гальванических цепей необходимо было расширить законы Дэви, приняв во внимание движущую силу. Это сделал в 1826 г. Георг Симон Ом[3] (1787–1854).

Ом провел довольно значительную экспериментальную работу по этому предмету и открыл, например, что если несколько гальва-

[1] *Phil. Trans.* CXI, с. 425. Впоследствии полученные им результаты подтвердил Беккерель, *Annales de Chimie*, XXXII (1825), с. 423.

[2] Эти результаты были известны Кавендишу.

[3] *Ann. d. Phys.*, VI (1826), с. 459; VII, стр. 45, 117; *Die Galvanische Kette mathematisch bearbeitet*, Берлин, 1827; переведен в работе Тейлора *Scientific Memoirs*, II (1841), с. 401. Ср. также последующие работы Ома в *Archiv für d. ges. Naturlehre* Кастнера и *Jahrbuch* Швейггера.

нических элементов последовательно расположить в контуре, то ток пропорционален их количеству при очень большом внешнем сопротивлении и не зависит от их количества при маленьком внешнем сопротивлении. Затем он попытался объединить все известные результаты в логически связную теорию.

С этой целью он принял идею о сравнении потока электричества в токе с потоком теплоты вдоль проволоки, теория которого была известна всем физикам со времени публикации *Аналитической теории теплоты* (*Theorie analytique de la chaleur*) Фурье в 1822 г. «Я начал, — говорит он, — с предположения, что передача электричества от одной частицы происходит только к соседней с ней, так что немедленный переход электричества от этой частицы к любой другой, расположенной дальше, невозможен. Я принял, что поток между двумя соседними частицами, при прочих абсолютно одинаковых условиях, пропорционален разности электрических сил, существующих в двух частицах; также как в теории тепла поток теплоты между двумя частицами считается пропорциональным разности их температур».

Сравнение потока электричества с потоком теплоты подсказало, что правомерно ввести величину, поведение которой в теории электричества напоминало бы поведение температуры в теории тепла. Разность численных значений этой величины в двух точках контура обеспечила бы то, в чем все так нуждались, а именно, меру «движущей силы», которая действует на электричество между этими точками. Для осуществления этой идеи Ом вернулся к теории Вольта об электростатическом состоянии открытого столба. «Напряжение» столба обычно измеряли, заземляя один из выводов, а другой проверяя на электроскопе. Соответственно Ом говорит: «Чтобы абсолютно определенно исследовать изменения, происходящие в электрическом состоянии тела A, это тело при одинаковых условиях приводят в соприкосновение со вторым подвижным телом, называемым *электроскопом*, электрическое состояние которого неизменно. Таким образом определяют силу, с которой электроскоп притягивается или отталкивается этим телом. Эту силу называют *электроскопической силой* тела A.

Это же тело A может послужить и для определения электроскопической силы в различных частях одного и того же тела. Для этого возьмем тело A с очень маленькими размерами, так чтобы при его соприкосновении с проверяемой частью любого третьего тела, его

можно было рассматривать как замещающее эту часть вследствие его маленьких размеров; тогда как только его электроскопическая сила, измеренная описанным способом, окажется разной в разных местах, она покажет относительные разности сил по отношению к электричеству между этими местами».

По традиции того времени Ом принял, что при приведении двух металлов в контакт «они постоянно поддерживают в точке контакта одну и ту же разность электроскопических сил». Соответственно он предположил, что каждый гальванический элемент обладает определенным напряжением, или прерывностью электроскопической силы, которое следует рассматривать как вклад этого элемента в движущую силу любого контура, в который его могут поместить. Это допущение придает определенное значение используемому им термину «электроскопическая сила»; рассматриваемая сила идентична электростатическому потенциалу. Однако Ом и его современники неправильно понимали связь понятий гальваники и электростатических функций Пуассона. Электроскопическую силу открытого столба обычно отождествляли с толщиной слоя электричества в месте проверки, тогда как Ом, признавая, что электрические токи не ограничены поверхностью проводников, а проникают в их вещество, видимо, думал, что электроскопическая сила в некотором месте контура пропорциональна объемной плотности электричества в этом месте. Он был убежден в этом из-за связи, которая в аналогичном случае существует между температурой тела и объемной плотностью тепла, которое в нем содержится.

Тогда, обозначив за S ток, текущий в проволоке проводимости γ, при разности электроскопических сил, равной E, Ом пишет

$$S = \gamma E.$$

Из этой формулы легко вывести законы, уже полученные Дэви. Так, если площадь поперечного сечения проволоки равна A, можно, поместив рядом n таких проволок, получить проволоку с поперечным сечением nA. Если величина E одинакова для всех проволок, то в них будут течь одинаковые токи, а следовательно, ток в составной проволоке будет равен произведению n и тока в одной проволоке; так что при неизменной величине E ток пропорционален площади сечения проволоки, то есть проводимость проволоки прямо пропорциональна площади ее сечения, что и является одним из законов Дэви.

Несмотря на путаницу, которая еще несколько лет существовала вокруг электроскопической силы, публикация научного труда Ома стала огромным шагом вперед в философии электричества. Теперь стало ясно, что ток, текущий в любом проводнике, зависит только от проводимости этого проводника и еще от одной переменной, которая связана с электричеством так же, как температура связана с теплотой. Более того, теперь стало ясно, что эта переменная является звеном, связывающим теорию токов с более старой теорией электростатики. Эти принципы стали достаточной основой для дальнейшего прогресса; и большая часть работ, опубликованных во второй четверти этого века, представляла собой всего лишь естественное развитие принципов, заложенных Омом[1].

Больно говорить о том, что открывателю долго пришлось ждать официального признания достоинств его великого достижения[2]. Однако в 1841 г. он был награжден медалью Копли Лондонского королевского общества, и через двадцать два года после публикации научного труда по гальваническим цепям он получил должность профессора в университете, которую занимал в течение пяти лет, оставшихся до его смерти в 1854 г.

[1]Теорию Ома экспериментально подтвердили несколько исследователей, среди которых можно упомянуть Густава Теодора Фехнера (1801–87), *Maassbestimmungen über die Galvanische Kette* (Лейпциг, 1831), и Чарлза Уитстона (1802–75), *Phil. Trans.* CLXXXIV (1843), с. 303.

[2]Интересное сообщение о принятии исследований электричества Омом его современниками приводит Дж. Дж. Уинтер в *Phil. Mag.* XXXV (1944), с. 371.

Глава 4
Светоносная среда от Брадлея до Френеля

Хотя Ньютон, как мы видели, воздерживался от того, чтобы принять какую-нибудь доктрину о первичной природе света, ученые следующего поколения истолковали его критику волновой теории как принятие корпускулярной гипотезы. Случилось так, что главное открытие в оптике того времени подтверждало последнюю теорию, которая впервые легко его объяснила. В 1728 г. Джеймс Брадлей (1692–1762), который в то время был профессором астрономии в Оксфорде, послал королевскому астроному (Галлею) «Доклад о новом открытом движении неподвижных звезд» («Account of a new discovered motion of the Fix'd Stars»)[1]. Наблюдая звезду γ, главную звезду созвездия Дракона, чтобы открыть ее параллакс, он обнаружил, что зимой 1725–6 гг. при прохождении через меридиан эта звезда непрерывно склонялась к югу, а следующим летом она вернулась в исходное положение, двигаясь к северу. Такое явление невозможно было объяснить как результат параллакса, и, Брадлей, в конце концов, предположил, что оно происходит из-за конечной скорости света[2].

Таким образом, пусть CA обозначает луч света, который падает на линию BA. Допустим, что глаз наблюдателя движется вдоль линии BA со скоростью, которая относится к скорости света так же, как BA относится к CA. Тогда корпускула света, благодаря которой глаз видит предмет в точке A, находилась бы в точке C, когда глаз был в точке B. Значит, трубу телескопа следует направить вдоль BC, чтобы получить лучи от объекта, свет от которого в действительности распространяется в направлении CA. Угол BCA измеряет разность реального и видимого положения объекта, и из рисунка

C
A B

[1] *Phil. Trans.* XXXV (1728), с. 637.

[2] Ремер в письме Гюйгенсу от 30 дек. 1677 г. упоминает о подозреваемом перемещении видимого положения звезды из-за движения Земли под прямым углом к линии зрения. Ср. *Correspondence de Huygens*, VIII, с. 53.

очевидно, что синус этого угла относится к синусу угла видимого наклона объекта к линии движения глаза как скорость движения глаза относится к скорости света. Следовательно, наблюдения, подобные наблюдениям Брадлея, дадут нам возможность вывести отношение средней скорости орбитального движения земли к скорости света, или, как его называют, *угол аберрации*. Исходя из его значения, Брадлей вычислил, что свет распространяется от Солнца до Земли за 8 минут 12 секунд. Это значение таково, заметил он, «словно оно является средним между значениями, которые в разное время определяли из затмений спутников Юпитера»[1].

За исключением открытия Брадлея, которое относилось скорее к астрономии, чем к оптике, восемнадцатый век был решительно бесплоден как в отношении экспериментального, так и в отношении теоретического исследования света, что представляло любопытный контраст по сравнению с блестящими результатами, полученными при исследовании электричества. Тем не менее, следует уделить некоторое внимание интуитивному изучению[2] эфира, за которое Иоганн Бернулли младший (1710–90) в 1736 г. получил премию Парижской Академии наук. Кажется, что его идеи возникли из попытки[3] связать закон преломления с механическим принципом сложения сил, которую его отец, Иоганн Бернулли старший (1667–1748), сделал в 1701 г. Если две противоположно направленные силы, отношение которых равно μ, поддерживают в равновесии частицу, которая может двигаться только в данной плоскости, то из треугольника сил следует, что направления сил должны подчиняться отношению

$$\sin i = \mu \sin r,$$

где i и r — углы между направлениями сил и нормалями к плоскости. То же самое уравнение выражает и закон отражения, и старший

[1]В 1845 г. Струве определил значение угла аберрации, равное $20'' \cdot 445$, которое впоследствии исправил на $20'' \cdot 463$. В 1883 г. это значение заменили значением $20'' \cdot 492$, которое нашел М. Нирен. Как Струве, так и Нирен проводили наблюдения по кульминации в первом вертикале. Сейчас обычно используют метод, который зависит от измерения разностей расстояний по зениту меридиана. В нашем веке определили значения, которые варьируются от $20'' \cdot 523$ до $20'' \cdot 445$. Из солнечного параллакса и скорости света вычислили значение $20'' \cdot 511$ при значении параллакса $8'' \cdot 790$, которое нашел в 1941 г. Г. Спенсер Джонс, и при скорости света $2 \cdot 99776 \times 10^{10}$ см/сек.

[2]Напечатано в 1752 г. в *Recueil des pièces qui ont remportes les prix de l'Acad.*, том III.

[3]*Acta eruditorum* (1701), с. 19.

Бернулли предположил, что на нем может быть основана теория света, однако он не привел удовлетворительной физической причины существования сил вдоль падающего и отраженного лучей. Его сын решил устранить этот недостаток.

Все пространство, по теории младшего Бернулли, пронизано жидким эфиром, который содержит огромное количество чрезвычайно маленьких вихрей. Упругость, которой, видимо, обладает эфир и благодаря которой он может распространять колебания, на самом деле является следствием существования этих вихрей; поскольку под действием центробежной силы каждый вихрь постоянно стремится к расширению, он давит на соседние вихри. Мы увидим, что по духу Бернулли был истым картезианцем: он не только отрицал действие на расстоянии, но настаивал на том, что даже упругость эфира можно объяснить с помощью материи и движения.

Эта совокупность маленьких вихрей, или «мелкозернистое турбулентное движение», как ее назвали полтора века спустя[1], содержит твердые корпускулы, размеры которых малы по сравнению с расстояниями между ними. Вихри толкают эти корпускулы при любом возмущении эфира, однако они никогда не удаляются от своего первоначального положения.

Источник света сообщает своему окружению возмущение, сгущающее ближайшие вихри, которые под воздействием этого сгущения выводят граничащие с ними корпускулы из состояния равновесия; под воздействием этих корпускул сгущаются следующие за ними вихри, так что колебания распространяются во всех направлениях от светящейся точки. Любопытно, что Бернулли говорит об этих колебаниях как о *продольных* и фактически сравнивает их с колебаниями натянутого шнура, который «если его слегка оттянуть, а потом отпустить, совершает *поперечные* колебания в направлении, перпендикулярном направлению шнура». Если вспомнить, что Ньютон уже ясно сформулировал свое несогласие с продольными колебаниями из-за явления поляризации и что эфир Бернулли очень похож на эфир, который в 1861–2 гг. выдумал Максвелл, чтобы подтвердить поперечные колебания, то чувствуешь, что, возможно, еще ни один человек не был столь близок к великому открытию и не сделал его.

Бернулли объяснил преломление, объединив эти идеи с идеями своего отца. В порах весомых тел вихри находятся в концентри-

[1]Ср. вихревой губчатый эфир лорда Кельвина, описанный позднее в этой работе.

рованном состоянии, так что величина центробежной силы должна изменяться в зависимости от среды. Таким образом, на корпускулу, расположенную на поверхности раздела двух сред, из одной среды действует бóльшая сила упругости, чем из другой. Тогда, применяя треугольник сил для определения условий равновесия этой корпускулы, можно получить закон Снеллиуса и Декарта.

Вскоре после этого Пьер Луи Моро де Мопертюи (1698–1759) разбудил отголоски старого спора Декарта и Ферма о законе преломления[1].

Вспомним, что по Декарту свет быстрее всего распространяется в плотной среде, а по Ферма самое быстрое распространение света происходит в свободном эфире. Аргументы корпускулярной теории убедили Мопертюи, что в этом конкретном вопросе Декарт был прав, но, тем не менее, он хотел сохранить для науки замечательный метод, с помощью которого Ферма получил свой результат. Это он предложил сделать, изменив принцип Ферма, чтобы согласовать его с корпускулярной теорией: вместо того, чтобы принимать, что свет следует по *кратчайшему* пути, он предположил, что «пройденный путь таков, что для его прохождения требуется наименьшее количество действия»; и это *действие* он определил как пропорциональное сумме пройденных расстояний, каждое из которых умножено на скорость, с которой свет его проходит. Таким образом, вместо выражения Ферма

$$\int dt \quad \text{или} \quad \int \frac{ds}{v}$$

(где t — время, v — скорость, а ds — элемент пути) Мопертюи ввел

$$\int v\, ds$$

как величину, которая принимает минимальное значение, когда путь интегрирования является действительным путем света. Поскольку v Мопертюи, которая обозначает скорость в соответствии с корпускулярной теорией, обратно пропорциональна v Ферма, которая обозначает скорость в соответствии с волновой теорией, эти два выражения действительно эквивалентны и приводят к одному и тому же закону преломления. Однако научный труд Мопертюи очень интересен с точки зрения динамики, так как впоследствии из его предложения

[1] *Mem. de l'Acad.* (1744), с. 417.

он, Эйлер и Лагранж разработали общий принцип, охватывающий всю природу, поскольку природа — динамическая система.

Большинство физиков XVIII века, как и Мопертюи, принимали корпускулярную теорию, однако и у волновой теории были свои защитники. Эту теорию защищал Франклин[1]; ее сторонником был знаменитый математик Леонард Эйлер (1707–83), которого впечатляла идея о том, что испускание частиц вызвало бы снижение массы светящегося тела, что не наблюдалось, тогда как испускание волн не имело такого следствия. В работе, озаглавленной *Nova Theoria Lucis et Colorum* и опубликованной[2] в то время, когда Эйлер жил в Берлине под покровительством Фридриха Великого, он настаивал на сходстве света и звука; утверждал, что все пространство, в котором движутся небесные тела, наполнено тонкой материей, эфиром, и свет состоит из колебаний этого эфира; «свет в эфире — это то же, что звук в воздухе». Принимая теорию Ньютона о том, что цвет зависит от длины волны, Эйлер в своем научном труде предположил, что красный свет имеет максимальную частоту, а фиолетовый — минимальную, однако несколько лет спустя[3] он изменил свое мнение на противоположное.

Главным нововведением трудов Эйлера о свете было его объяснение способа видимого окрашивания материальных тел белым светом и, в частности, способа образования цветов тонких пластинок. Он отрицал, что эти цвета вызваны более обильным отражением световых колебаний определенных конкретных периодов и предполагал, что они представляют колебания, образованные внутри самого тела влиянием падающего света. В соответствии с этой гипотезой окрашенная поверхность содержит множество упругих молекул, которые при возбуждении испускают свет, период колебаний которого зависит только от их структуры. Точно так же Эйлер объяснял и цвета тонких пластинок: он полагал, что упругая реакция и период собственных колебаний пластинки зависят от ее толщины в этом месте. Именно так объяснялась зависимость цвета от толщины, а само явление в целом считалось аналогичным хорошо известным эффектам, которые наблюдались при опытах со звуком.

Среди учеников Эйлера, который оставался в Берлине с 1741 по 1766 г., была племянница Фридриха, принцесса Ангальт-Дессаус-

---

[1] Письмо XXIII, написанное в 1752 г.

[2] Л. Ейлер *Opuscula varii argumenti* (Берлин, 1746), с. 169.

[3] *Mem. de l'Acad. de Berlin* (1752), с. 262.

кая, которой в 1760–1 гг. он написал ряд писем, где изложил свои взгляды на натурфилософию. Он опередил Максвелла, утверждая, что источник всех электрических явлений — тот же самый эфир, который распространяет свет: электричество есть ничто иное, как нарушение равновесия эфира. «Тело должно становиться наэлектризованным, — говорил он, — всякий раз, когда эфир, содержащийся в его порах, становится более или менее упругим, чем тот, который содержится в соседних с ним телах. Это происходит, когда в поры тела вводится большее количество эфира или когда вытесняется часть содержащегося в теле эфира. В первом случае эфир становится более концентрированным, и, следовательно, более упругим; во втором — более разреженным и теряет свою упругость. В обоих случаях нарушается равновесие между ним и внешним эфиром, и усилия, которые он прикладывает, чтобы вернуться в состояние равновесия, вызывают все электрические явления»[1].

На основе эфира объяснялись не только электрические явления, но и явления тяготения[2]. Это объяснение основывалось на предположении, что давление эфира увеличивается в зависимости от расстояния от центра Земли, скажем, как постоянная $-1/r$, так что сила, прижимающая тело к Земле, больше, чем сила, направленная от нее, а соотношение этих сил является весом тела. По этой гипотезе сила, действующая на каждый атом, была бы пропорциональна объему этого атома, а значит и вес этого атома должен быть пропорционален его объему, то есть плотности всех атомов равны, а факт существования тел с различной плотностью объясняется тем, что атомы не контактируют друг с другом.

В 1752 г. маркиз де Куртиврон попытался усовершенствовать корпускулярную теорию в ином направлении[3], а в 1753 г. независимо от него эту же попытку предпринял Т. Мелвилл[4]. Эти авторы объяснили различную преломляемость различных цветов тем, что «светящееся тело отбрасывает лучи разных цветов с разной скоростью: самая большая скорость у лучей красного цвета, самая маленькая — у лучей фиолетового цвета, а цвета, находящиеся между ними, имеют средние скорости». В соответствии с этим предположением, как указали его авторы, у разных цветов была бы разная аберрация; а

[1]Письмо от 4 июля 1761 г.
[2]*Leonhardi Euleri Opera Omnia*, series tertia I, стр. 4, 149.
[3]Куртиврон *Traite d'optique* (1752).
[4]*Phil. Trans.* XLVIII (1753), с. 262.

спутники Юпитера изменяли бы цвет от белого до зеленого, а затем фиолетового, в течение более чем полминуты до их вступления в тень планеты; а после их появления из тени должна наблюдаться противоположная последовательность цветов, начиная с красного и заканчивая белым. Вскоре астрономы-практики заявили, что такое явление не наблюдается, и соответственно от этой гипотезы отказались.

Несмотря на утверждение Эйлера о том, что один эфир может подойти для всех целей, в конце XVIII века появилась тенденция увеличить количество эфиров, постулировав эфир, функция которого заключалась в передаче лучистой энергии, например, от костра через воздух к окружающим телам. Однако в 1800 г.[1] сэр Уильям Гершель (1738–1822) показал, что лучи обыкновенного света передают определенное количество энергии, что этот эффект более ярко выражен у лучей красной части спектра по сравнению с лучами фиолетовой части и что за красным концом спектра есть лучи, которые передают энергию, но не воздействуют на глаз человека: эти лучи могут отражаться и преломляться как лучи обыкновенного света. Очевидный вывод (который Гершель сначала принял, а впоследствии отверг по причинам, говорить о которых нет необходимости) заключается в том, что природа инфракрасных лучей и света в сущности одинакова, и следовательно, для передачи первых не нужен отдельный эфир. Это отождествление в течение долгого времени считали сомнительным, но в первой половине следующего века было экспериментально показано[2], что инфракрасные лучи обладают всеми характеристическими свойствами света (поляризацией, двойным лучепреломлением, интерференцией), тогда точку зрения, первоначально предложенную в работе Гершеля, приняли все. В следующем году И. В. Риттер[3] показал, что невидимые лучи существуют и за фиолетовым концом спектра, и что они способны оказывать химическое действие, например, сделать черным хлорид серебра. А Юнг, проецируя кольца

[1]*Phil. Trans.* XC (1800), стр. 255, 284, 293, 437.

[2]Ж. Е. Берар *Ann. chim.* LXXXV (1813), с. 309;
А. М. Ампер *Bibl. univ.* XLVIII (1832), с. 225; *Ann. d. phys.* XXVI (1832), с. 161; *Ann. chim.* LVIII (1835), с. 432;
Дж. Д. Форбс *Phil. Mag.* V, с. 209; VII (1835), с. 349;
М. Меллони *Ann. chim.* LXV (1837), с. 5 и многие другие статьи в этом журнале;
И. Л. Физо и Л. Фуко *Comptes Rendus* XXV (1847), с. 447;
Ф. де ля Провостэ и П. Дезэн *Ann. chim* XXVII (1849), с. 109.

[3]*Ann. d. Phys.* VII (1801), с. 527.

Ньютона на бумагу, покрытую хлоридом серебра, показал[1], что этим невидимым лучам свойственна интерференция (о чем будет рассказано далее).

Прогресс волновой теории начался в конце века с появлением нового ее сторонника. Томас Юнг, который родился в Милвертоне в Сомерсетшире в 1773 г. и изучал медицину, начал писать об оптической теории в 1799 г. В своем первом научном труде[2] он заметил, что в соответствии с корпускулярной теорией скорость испускания корпускулы должна быть одинаковой во всех случаях, независимо от того, отбрасывает ли ее слабая искра, которая получилась в результате трения двух галек, или сильная энергия самого Солнца, что практически невероятно. Этой сложности не существует в волновой теории, поскольку известно, что все возмущения передаются через упругую жидкость с одной и той же скоростью. Нежеланию некоторых философов заполнять все пространство упругой жидкостью он противопоставил аргумент, который странным образом предрекает электрическую теорию света: «Электрические явления неопровержимо доказывают, что среда, во многом напоминающая ту, которую назвали эфиром, действительно существует. Быстрая передача электрического удара показывает, что электрическая среда обладает упругостью настолько большой, что можно предположить, что она распространяет свет. Следует ли считать, что электрический эфир — это то же самое, что и световой эфир, если такая жидкость существует, возможно, когда-нибудь откроют экспериментально: до сих пор же я не имел возможности наблюдать, что преломляющая способность жидкости хоть как-то изменяется под воздействием электричества».

Затем Юнг продолжает свою работу, чтобы показать, что волновая теория лучше объясняет явления отражения и преломления света. В корпускулярной теории трудно понять, почему одна часть луча света должна отражаться, а другая часть этого же луча — преломляться; но в волновой теории света проблем с этим не возникает, как это показано по аналогии с частичным отражением звука облаком или более плотным слоем воздуха: «Нужно только предположить, что все преломляющие среды удерживают, благодаря своему притяжению, большее или меньшее количество светового эфира, чтобы увеличить его плотность по сравнению с его плотностью в вакуу-

[1] *Phil. Trans.* XCIV (1804), с. 1.
[2] *Phil. Trans.* XC (1800), с. 106.

ме, не увеличивая при этом его упругость». Именно эту гипотезу приняли впоследствии Френель и Грин.

В 1801 г. Юнг, пытаясь объяснить кольца Ньютона в соответствии с принципами волновой теории, сделал открытие первостепенной важности[1]. Отвергая гипотезу Эйлера о вынужденных колебаниях, он принял, что все наблюдаемые цвета присутствуют в падающем свете, и показал, что эти цвета можно получить из света с помощью процесса, который тогда впервые признали в оптической науке.

Понятие об этом процессе не было абсолютно новым, поскольку его использовал Ньютон в своей теории волн. «Может случиться так, — писал он[2], — что океанская волна будет распространяться к одному порту через различные каналы. Через одни каналы она может пройти быстрее, чем через другие, и в этом случае одна и та же образующая волна, которая таким образом разделяется на две или более волн, следующих друг за другом, при суммировании может образовать новые виды волн». Ньютон применил этот принцип для объяснения аномальных волн в Батше в Тонкинском заливе, которые ранее описал Галлей[3].

Собственная иллюстрация этого принципа Юнгом, очевидно, вызвана примером Ньютона. «Допустим, — говорит он[4], — что некоторое количество равных волн движется по поверхности озера со стоячей водой с определенной постоянной скоростью и входит в узкий канал, выводящий из озера. Затем допустим, что какая-то иная подобная причина вызвала другой равный ряд волн, который подходит к тому же каналу с той же скоростью и в то же время, что и первый. Ни один из рядов волн не разрушит другой, но их воздействия будут суммированы: если они войдут в канал так, что максимум одного ряда волн совпадет с максимумом другого, то вместе они создадут ряд волн с бо́льшим максимумом, полученным сложением максимумов этих волн, но если максимумы одного ряда волн соответствуют минимумам другого ряда волн, то они должны в точности заполнить эти минимумы, и поверхность воды должна остаться ровной. Я считаю, что нечто подобное происходит, когда таким образом смешиваются две части света, и это я называю общим законом *интерференции* света».

---

[1] *Phil. Trans.* XCII (1802), стр. 12, 387.
[2] *Principia*, кн. III, предл. 24.
[3] *Phil.Trans.* XIV (1684), с. 681.
[4] Юнг *Works*, I, с. 202.

Таким образом, «всякий раз, когда два луча одного света приближаются к глазу по различным ходам точно в одном или почти в одном направлении, свет становится максимально интенсивным, когда разностью этих ходов является любое кратное определенной длины волны, и минимально интенсивным в промежуточном состоянии интерферирующих частей, причем эта длина различна для света различных цветов».

Тогда Юнг объяснил цвета тонких пластинок, видимые при отражении, тем, что падающий свет порождает два луча, которые достигают глаза: один из этих лучей отразился от первой поверхности пластинки, а второй луч — от второй поверхности, и эти два луча, интерферируя, производят цвета.

Одна сложность, которая встретилась при согласовании этой теории с наблюдением, возникла из-за того, что центральное пятно в кольцах Ньютона (где толщина тонкой пленки воздуха равна нулю) темное, а не белое, каким оно было бы, если бы интерферирующие лучи были одинаковы во всех отношениях. Чтобы объяснить это, Юнг, пользуясь аналогией с ударом упругих тел, показал, что при отражении луча света от поверхности более плотной среды, его фаза отстает на половину волны: так что интерферирующие лучи в центре колец Ньютона разрушают друг друга. Правильность этого допущения он проверил, поместив между линзами вместо воздуха сассафрасовое масло (показатель преломления которого имеет промежуточное значение между показателями преломления крона и флинта); как он и предполагал, центр системы колец стал светлым.

Ньютон задолго до этого наблюдал, что кольца становятся меньше, когда создающая их среда имеет более высокую оптическую плотность. Этот факт, истолкованный по теории Юнга, определенно доказал, что в плотных средах длина волны света короче, а значит, и его скорость меньше.

Публикация работ Юнга дала повод для яростных нападок на него в *Edinburgh Review*, принадлежащих перу Генри Бругхема, который впоследствии стал английским лордом-канцлером. Юнг ответил памфлетом, причем говорят[1], что был продан всего один экземпляр этого памфлета, и несомненно, на тот момент Бругхем достиг своей цели дискредитировать волновую теорию[2]. Неспособность теории

[1]Пикок *Life of Young*.

[2]«Странный человек, — писал Маколей, когда полвека спустя он оказался рядом с Бругхемом в Палате Лордов, — его силы иссякли, но дух его бессмертен».

Юнга произвести большое впечатление в первые годы после ее появления поразительным образом проявилась в 1807–10 гг., когда сэр Уильям Гершель опубликовал три работы[1] по кольцам Ньютона. Гершель полностью проигнорировал теорию Юнга и вместо приступов легкого отражения и легкого прохождения Ньютона предложил объяснение, основанное на «принципе критического разложения цветов, которое происходит при определенных углах падения, допуская отражение некоторых лучей при том угле падения, при котором другие лучи проходят».

Затем Юнг обратил внимание на интерференционные полосы теней. При объяснении этих полос на основе корпускулярной теории предполагалось, что силы притяжения, которые действуют при лучепреломлении, простирают свое влияние на некоторое расстояние от границ поверхностей этих тел и изгибают проходящие вблизи них лучи. Если бы это было так, то изгибание очевидно зависело бы от величины этих сил притяжения, и следовательно, от показателей преломления тел — эту гипотезу опроверг своими опытами Гравезанд. Таким образом, причина диффракционных эффектов была абсолютно неизвестной, пока Юнг на Бейкерианской лекции 1803 г.[2] не показал, что в их появлении заключается принцип интерференции, поскольку, если в конус лучей, расходящихся от светящейся точки, поместить волосок, то внутренние полосы (т. е. те, которые находятся в пределах геометрической тени) исчезают при устранении света, проходящего по одной стороне волоса. Его гипотеза относительно происхождения интерференционных лучей была не столь удачна, поскольку он объяснил полосы, которые расположены вне геометрической тени, интерференцией между прямыми лучами и лучами, которые отразились вследствие дифракции на крае, и предположил, что внутренние полосы, которые появляются в тени узкого тела, вызваны интерференцией лучей, изогнутых из-за двух кромок этого тела.

Успех столь многих выводов волновой теории привел Юнга к тому, что он попытался более досконально проверить ее способность к решению главной задачи оптики — поведения света в кристаллах. Прекрасное построение необыкновенного луча Гюйгенсом было заброшено на целый век, а степень точности, с которой оно представляло наблюдения, была неизвестна. По предложению Юнга Волластон[3]

---

[1] *Phil. Trans.* XCVII (1807), с. 180; XCIX (1809), с. 259; C (1810), с. 149.
[2] *Phil. Trans.* XCIV (1804), с. 1; Юнг *Works*, I, с. 179.
[3] *Phil. Trans.* XCII (1802), с. 381.

исследовал этот вопрос экспериментально и показал, что результаты его собственных измерений невероятно близки к правилу Гюйгенса. «Я полагаю, — писал он, — что следует признать, что полученный результат свидетельствует в пользу теории Гюйгенса; и несмотря на то, что нелегко объяснить существование двух лучепреломлений в одно и то же время, в одном и том же веществе, а еще труднее объяснить их чередование, когда луч света проходит через второй кристалл шпата, который расположен перпендикулярно первому; но наклонное преломление, если рассматривать его отдельно, объясняется почти так же хорошо, как любое другое оптическое явление».

Между тем, сторонники корпускулярной теории не сидели сложа руки, и в последующие несколько лет ряд теоретических и экспериментальных открытий, которые они сделали, видимо, пошатнул прочные позиции, на которые Юнг поставил конкурирующую гипотезу.

Первым открытием было динамическое объяснение преломления необыкновенного луча в кристалле, которое в 1808 г. опубликовал Лаплас[1]. Его подход являлся обобщением метода, с помощью которого Мопертюи объяснял преломление обыкновенного луча и который со времен Мопертюи развили настолько, что можно было применить его к решению задач любой степени сложности. Лаплас допускает, что среда кристалла действует на световые корпускулы необыкновенного луча так, что изменяет их скорость в отношении, которое зависит от угла наклона необыкновенного луча к оси кристалла; поэтому фактически разность квадратов скоростей обыкновенного и необыкновенного лучей пропорциональна квадрату синуса угла, образованного осью и необыкновенным лучом. Тогда принцип наименьшего действия приводит к закону преломления, который идентичен закону, установленному Гюйгенсом при построении сфероида; как и исследование Мопертюи привело к закону преломления, идентичному закону, полученному при построении сферы Гюйгенсом.

Закон преломления необыкновенного луча можно также вывести и из принципа наименьшего времени Ферма, если взять скорость обратно пропорциональную скорости, принимаемой при использовании принципа наименьшего действия. Скорость, используемая в принципе Ферма, соответствует скорости, найденной Гюйгенсом, и пропорциональна радиусу сфероида. Очевидно, что эти выводы яв-

[1] *Mem. de l'Inst.* (1809), с. 300; *Journal de Physique*, LXVIII (янв. 1809 г.), с. 107; *Mem. de la Soc. d'Arcueil*, II.

ляются развитием результатов, которые уже были получены для преломления обыкновенных лучей.

Теорию Лапласа сразу же начал критиковать Юнг[1], который указал на невероятность существования такой системы сил, которая потребовалась бы, чтобы вызвать необходимое изменение скорости световых корпускул. Если целью спорного вопроса было убедить современный мир, то работу Юнга можно считать неудачной, однако она обогатила науку, предложив динамические основы двойного лучепреломления в принципах волновой теории. «Решение, — говорит он, — можно получить из принципов Гюйгенса, применяя простое возможное допущение существования среды, которая легче сжимается в одном направлении, чем в любом другом, перпендикулярном первому, словно эта среда состоит из бесконечного количества параллельных пластинок, связанных менее упругим веществом. Такое строение элементарных атомов кристалла можно понять, сравнивая их с деревянным или слюдяным блоком. Хладни обнаружил, что наклонное расположение волокон прутка из лесной сосны уменьшает скорость распространения в ней звука в соотношении 4 к 5. Следовательно, очевидно, что блок из такого дерева должен передавать каждый импульс в виде сфероидных, т. е. овальных, волн. Кроме того, можно показать, что мы и сделаем в заключении этой статьи, что сфероид будет действительно эллиптическим, когда тело состоит из плоских и параллельных слоев, либо из равноудаленных волокон, допуская, что и те, и другие чрезвычайно тонки и связаны менее упругим веществом, причем в первом случае сфероид сплющенный, а во втором — вытянутый». Затем Юнг переходит к формальному доказательству того, что «импульс распространяется через каждое перпендикулярное сечение пластинчатого упругого вещества в форме эллиптической волны». Это следует рассматривать как зарождение динамической теории света в кристаллах. Вскоре это получило поразительное подтверждение Брюстера[2], который обнаружил, что изотропное прозрачное тело после сжатия в одном направлении приобретает свойство двойного лучепреломления.

Тем временем, в январе 1808 года, Парижская Академия наук предложила тему для премии по физике в 1810 г., сформулировав ее следующим образом: «Создать математическую теорию двойного лучепреломления и подтвердить ее на опыте». Среди претендентов

[1] *Quarterly Review*, ноябрь 1809 г.; Юнг *Works*, I, с. 220.
[2] *Phil. Trans.* CV (1815), с. 60.

был Этьен Луи Малюс (1775–1812), полковник инженерных войск, который принимал участие в походе Наполеона в Египет. Проводя опыты в конце 1808 года в доме на Рю дез Энфер в Париже, Малюс исследовал с помощью ромбоэдра исландского шпата свет заходящего солнца, отраженный от люксембурского стекла, и удивился, увидев, что два изображения имеют весьма различную интенсивность. Развивая это наблюдение, он обнаружил, что свет, отраженный от стекла, в связи с этим получает видоизменение, аналогичное тому, которое наблюдал Гюйгенс у лучей, претерпевших двойное лучепреломление, и которое Ньютон объяснял наличием у световых лучей «сторон». Это открытие было столь важным, что он, не дожидаясь конкурса, сообщил о нем Парижской Академии наук в декабре 1808 г. и в следующем месяце опубликовал его[1]. «Я обнаружил, — сказал он, — что это необыкновенное отношение, которое до сих пор считали одним из свойств исключительно двойного лучепреломления, могут вызвать у световых молекул любые прозрачные твердые тела и жидкости. Например, свет, отраженный поверхностью воды под углом 52°45′, имеет все характеристики одного из лучей, который получается в результате двойного лучепреломления в исландском шпате, главное сечение которого параллельно плоскости, проходящей через падающий и отраженный лучи. Если мы получим этот отраженный луч на любом кристалле, обладающем свойством двойного лучепреломления, главное сечение которого параллельно плоскости отражения, он не будет разделяться на два луча подобно лучу обыкновенного света, он будет преломляться согласно обыкновенному закону».

После этого Малюс обнаружил, что свет, преломленный на поверхности любого прозрачного вещества, тоже в некоторой степени обладает этим свойством, которое он назвал *поляризацией*. За научный труд[2], который Малюс наконец представил Академии наук и который содержит огромный объем экспериментальной и аналитической работы по двойному лучепреломлению, в 1810 году он получил премию. Так случилось, что из двух конкурирующих теорий первичной природы света этот труд поддержал корпускулярную, выдвинув на первый план явления поляризации, которым приверженцы волновой теории, до сих пор ошибочно полагавшие, что свет аналогичен звуку, не могли дать никакого объяснения.

---

[1] *Nouveau Bulletin des Sciences, par la Soc. Philomatique*, I (1809), с. 266; *Memoires de la Soc. d'Arcueil*, II, 1809.

[2] *Mem. presentes à l'Inst. par divers Savans*, II (1811), с. 303.

Успешного исследователя избрали в Академию наук, и он стал членом знаменитого клуба Аркейля[1]. Однако здоровье Малюса, которое было подорвано во время Египетской кампании, совсем ухудшилось, и в следующем году, в возрасте 36 лет, он умер.

В общем случае отраженный луч поляризуется не полностью — т. е. луч неидеально демонстрирует свойства света, поляризованного двойным лучепреломлением. Однако при одном частном угле падения света, который зависит от отражающего тела, отраженный луч поляризуется полностью. Малюс с большой точностью измерил углы поляризации для стекла и воды и попытался связать их с другими оптическими постоянными этих веществ, показателем преломления и диспергирующей способностью, но безуспешно. Впоследствии этим занялся Дэвид Брюстер (1781–1868), который в 1815 году[2] показал, что полная поляризация при отражении происходит, когда отраженный и преломленный лучи расположены под прямым углом друг к другу.

Почти в то же время Брюстер сделал еще одно открытие, которое оказало огромное влияние на теорию двойного лучепреломления. До того времени считалось, что двойное лучепреломление всегда имеет тот же характер, что и лучепреломление, происходящее в исландском шпате, к которому можно применить построение Гюйгенса. Брюстер обнаружил, что это убеждение ошибочно, и показал, что у большого класса кристаллов вместо одной оси, вдоль которой не наблюдается двойное преломление, существуют две таких оси. Такие кристаллы называются *двуосными*, а кристаллы более простого типа, к которым относится исландский шпат, называются *одноосными*.

Волновая теория света в этот период все еще сталкивалась с трудностями. До сих пор не было удовлетворительного объяснения дифракции; хоть какого-нибудь объяснения поляризации не было даже на горизонте; построение Гюйгенса, очевидно, требовало присутствия в телах, обладающих свойством двойного лучепреломления, двух различных светоносных сред; а универсальность этого построения опроверг Брюстер, открыв двуосные кристаллы.

Сторонники теории испускания, поощренные успехом теории двойного лучепреломления Лапласа, считали, что пришло время тор-

---

[1]Клуб был назван по названию деревни, расположенной недалеко от Парижа, где находились мызы Лапласа и Бертоле и где проходили встречи. В этот клуб входили двенадцать самых знаменитых ученых Франции.

[2]*Phil. Trans.* CV (1815), с. 125.

жествовать окончательную победу, и чтобы приблизить ее, в марте 1817 года, они предложили дифракцию как тему для премии Академии наук 1818 г. Их ожидания не оправдались; и успешный научный труд стал первым из целой серии работ сторонников волновой теории, которые всего за семь лет полностью опровергли корпускулярную теорию света.

Его автором был Огюстен Френель (1788–1827), сын архитектора, инженер по гражданскому строительству, который находился на правительственной службе в Нормандии. Во время недолгого возвращения к власти Наполеона, после его побега с Эльбы в 1815 г., Френель попал в немилость за то, что записался в небольшую армию, которая попыталась воспрепятствовать возвращению изгнанника; и именно во время вынужденного безделья, которое последовало за его арестом, он начал изучать дифракцию. В своем первом научном труде[1] он выдвинул теорию, схожую с теорией Юнга, которая, как и теория последнего, была испорчена допущением о том, что дифракционные полосы зависят от света, отраженного вследствие дифракции на крае. Однако наблюдая, что как тупая, так и острая кромки ножа, производят точно такие же полосы, он отклонил свое первое предположение и 15 июля 1816 г. представил Академии наук дополнение к своему научному труду[2], в котором дифракционные эффекты были впервые соотнесены с их истинной причиной — взаимной интерференцией вторичных волн, испускаемых теми частями исходного фронта волны, которые не загораживает дифракционная решетка. В своем методе вычисления Френель применил принципы Гюйгенса и Юнга, он обобщил эффекты, возникающие из-за разных частей одного и того же первичного фронта волны.

Набросок, представленный Академии наук в 1816 году, в течение следующих двух лет был развит во всеобъемлющий научный труд[3], который был предложен на получение премии Академии наук.

Случилось так, что самый ранний труд Френеля, который был представлен Академии наук осенью 1815 года, направили на рассмотрение жюри, докладчиком которого был Франсуа Араго (1786–1853); Араго был настолько впечатлен, что начал искать случая познакомиться с автором, ярым защитником которого он впоследствии стал.

---

[1] *Annales de chimie* (2), I (1816), с. 239; *Œuvres*, I, с. 89.
[2] *Œuvres*, I, с. 129.
[3] *Mem. de l'Acad.* V (1826), с. 339; *Œuvres*, I, с. 247.

А защитник и в самом деле понадобился, когда был представлен еще больший научный труд, поскольку Лаплас, Пуассон и Био, которые составляли в этом жюри большинство, были ревностными сторонниками корпускулярной теории. Однако при рассмотрении работ правота Френеля была доказана несколько любопытным образом. В своей работе Френель вычислил дифракционные картины от прямого края узкого непрозрачного тела с параллельными сторонами, и узкой щели, ограниченной параллельными кромками, и показал, что результаты полностью совпали с его экспериментальными измерениями. Пуассон, читая рукопись, заметил, что точно также можно проанализировать и другие случаи, и в частности, это означает, что в центре тени от круглого экрана должно наблюдаться световое пятно. Он предложил, чтобы Френель на опыте проверил этот и еще некоторые другие выводы, что и было сделано[1]. Полученные результаты подтверждали новую теорию. Согласованность наблюдения и вычисления была столь замечательна во всех случаях, где сравнение было возможно, что без дальнейших колебаний премию отдали Френелю.

В том же году, когда был представлен научный труд по дифракции, Френель опубликовал исследование[2] влияния движения Земли на свет. Мы уже видели, что исследователь, открывший аберрацию, объяснил ее на основе корпускулярной теории, а Юнг впервые показал[3], как ее можно объяснить на основе волновой гипотезы. «Относительно явлений аберрации звезд, — писал он, — я склонен полагать, что световой эфир проникает в вещество всех материальных тел, встречая небольшое сопротивление или вообще не встречая такового, возможно также свободно, как ветер проходит через рощу». Действительно, если допустить, что эфир, окружающий Землю, находится в состоянии покоя, и движение Земли никак на него не влияет, световые волны не примут участия в движении телескопа, который, как мы можем допустить, направлен к истинному месту нахождения звезды, а следовательно, изображение звезды сместится от центральной линии, проходящей через точку фокуса на расстояние, равное тому, которое пройдет Земля, пока свет перемещается по телескопу. Это соответствует действительным наблюдениям.

Однако появилось множество других вопросов. Например, допустим, что движение Земли увлекает плоскую стеклянную пласти-

---

[1] Световое пятно в центре тени заметил в начале XVIII века Дж. Н. Делиль.
[2] *Annales de chimie*, IX (1818), с. 57; *Œuvres*, II, с. 627.
[3] *Phil. Trans.* XCIV (1804), с. 1; Юнг *Works*, I, с. 188.

ну. Желательно расположить ее так, чтобы луч света, исходящий от некой звезды, не изгибался, входя в стекло. Следует ли расположить эту пластину под прямым углом к истинному направлению звезды без учета аберрации или к видимому ее направлению с учетом аберрации? Первым вопрос о том, преломляются ли лучи, исходящие от звезд, отлично от лучей, происходящих от земных источников, поставил Мичелл[1]; а Робисон и Вильсон[2] доказали, что фокусное расстояние ахроматического телескопа следует увеличить, если он направлен к звезде, к которой движется Земля, из-за изменения относительной скорости света. Араго[3] проверил этот вопрос на опыте и сделал вывод, что свет, исходящий от любой звезды, во всех случаях отражения и преломления ведет себя точно так же, как он вел бы себя, если бы эта звезда находилась на том месте, которое она, видимо, занимает в результате аберрации, а Земля находилась бы в состоянии покоя; так что видимое преломление в движущейся призме эквивалентно абсолютному преломлению в неподвижной призме.

Тогда Френель начал работать над созданием теории, которая могла бы объяснить результат, полученный Араго. С этой целью он принял предположение Юнга о том, что преломляющая способность прозрачных тел зависит от концентрации в них эфира. Араго уточнил это предположение, допустив, что плотность эфира в любом теле пропорциональна квадрату показателя преломления. Таким образом, если c обозначает скорость света *в вакууме*, а c_1 — скорость света в данном материальном теле, которое находится в состоянии покоя, так что $\mu = c/c_1$ — показатель преломления, то плотности эфира ρ и ρ_1 в межпланетном пространстве и теле соответственно будут связаны отношением

$$\rho_1 = \mu^2 \rho.$$

Затем Френель предположил, что при движении тело увлекает часть находящегося в нем эфира, а именно, ту часть, которая составляет избыток плотности этого эфира по сравнению с плотностью эфира *в вакууме*, тогда как весь остальной эфир в этом теле неподвижен. Таким образом, плотность движущегося эфира равна $(\rho_1 - \rho)$

[1] *Phil. Trans.* LXXIV (1784), с. 35.

[2] *Trans. R. S.* (Эдин.), I, ист., с. 30.

[3] Араго сообщил полученные им результаты институту в 1810 году, но опубликовал их только много лет спустя в *Comptes Rendus* VIII (1839), с. 326 и XXXVI (1853), с. 38. Ср. Био *Astron. Phys.* (3-е изд.), V, с. 364. Точность опыта Араго вряд ли может быть достаточной, чтобы продемонстрировать полученный им результат.

или $(\mu^2 - 1)\rho$, а эфир с плотностью ρ остается неподвижным. Тогда скорость, с которой центр тяжести эфира в теле движется вперед в направлении распространения, равна

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2} w,$$

где w обозначает составляющую скорости движения тела в этом направлении. Эту составляющую следует прибавить к скорости распространения световых волн в теле, тогда абсолютная скорость света в движущемся теле

$$c_1 + \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2} w.$$

Много лет спустя то же самое предположение, но в несколько иной форме выдвинул Стокс[1]. Допустим, что весь эфир в теле движется одновременно: эфир, который входит в тело спереди и сразу же сгущается, и эфир, который выходит позади тела, где он сразу же разрежается. При таком допущении масса эфира ρw должна проходить в единицу времени через единичную площадь плоскости, проведенной в любом месте внутри тела под прямым углом к направлению движения тела, а следовательно, эфир в теле обладает скоростью дрейфа, равной $-w\rho/\rho_1$, относительно этого тела; тогда скорость света относительно тела будет $c_1 - w\rho/\rho_1$, а абсолютная скорость света в движущемся теле будет

$$c_1 + w - \frac{w\rho}{\rho_1},$$

или

$$c_1 + \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2} w,$$

как и раньше.

В 1851 году эту формулу экспериментально подтвердил И. Физо[2], который измерил смещение интерференционных полос, образованных светом, который прошел через трубку с текущей водой.

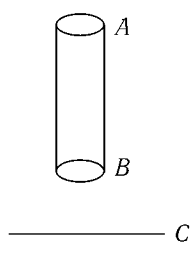
Тот же самый результат можно легко вывести из опыта, проведенного Хуком[3]. В этом опыте луч света разделялся на два луча,

---

[1]*Phil. Mag.* XXVIII (1846), с. 76.

[2]*Annales de Chimie*, LVII (1859), с. 385. Также А. А. Майкельсон и Морли *Am. Journ. Science*, XXXI (1886), с. 337.

[3]*Archives Neerl.* III (1868), с. 180.



один из которых проходил через трубку с водой AB, а затем отражался зеркалом C, после этого свет возвращался в A, не проходя через воду. Второй луч проходил тот же путь в обратной последовательности, т. е. он проходил через воду, возвращаясь из C. Вызвав интерференцию этих двух лучей, Хук обнаружил, что разности их фаз не было, когда устройство располагали в направлении движения Земли.

Пусть w обозначает скорость Земли. Предположим, что вектор скорости направлен от трубки к зеркалу. Пусть c/μ обозначает скорость света в неподвижной воде, а $c/\mu + \varphi$ — скорость света в текущей воде. Обозначим длину трубки за l. Расстояние BC никак не влияет на опыт, поэтому допустим, что оно равно нулю.

Очевидно, что время, которое первый луч затрачивает на весь путь, равно

$$\frac{l}{c/\mu + \varphi - w} + \frac{l}{c + w},$$

а время, которое затрачивает второй луч,

$$\frac{l}{c - w} + \frac{l}{c/\mu - \varphi + w}.$$

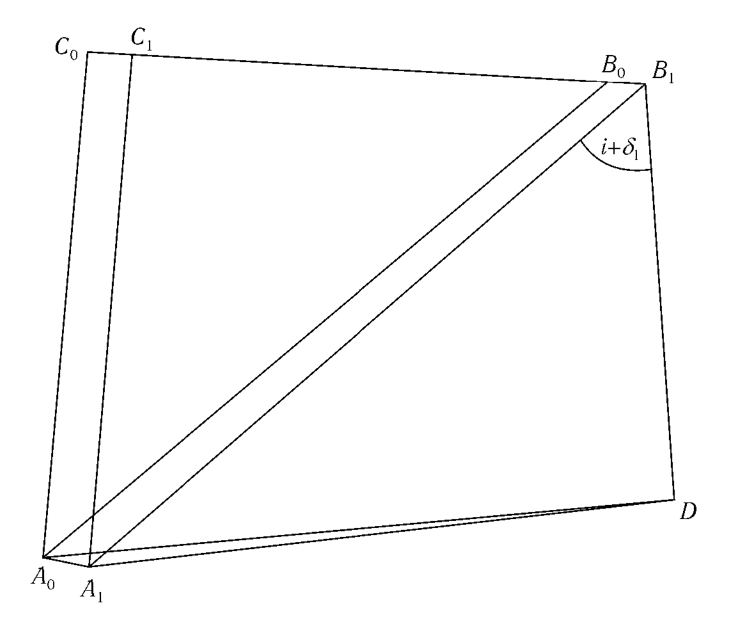
Если приравнять эти выражения, пренебрегая членами по w/c выше первого порядка, то получится

$$\varphi = (\mu^2 - 1)w/\mu^2,$$

что и является формулой Френеля[1].

На основании этой формулы Френель продолжил решать задачу преломления в движущихся телах. Допустим, что призма $A_0C_0B_0$ увлекаема движением Земли *в вакууме*, причем ее грань A_0C_0 расположена под прямым углом к направлению движения, а свет от звезды падает на эту грань под прямым углом. При падении лучи не преломляются, нужно принять во внимание только действие, производимое второй поверхностью A_0B_0. Предположим, что за период

[1]Закон Френеля можно также вывести из принципа о том, что *количество* света, проведенное пластиной из прозрачной материи, должно быть одинаковым независимо от того, находится ли эта пластина в состоянии покоя или движется, иначе нарушится равновесие обмена излучением. Ср. Лармор *Phil. Trans.* CLXXXV (1893), с. 775.



времени τ призма перемещается из положения $A_0C_0B_0$ в положение $A_1C_1B_1$, а световое возмущение в C_0 переходит в B_1, световое возмущение в A_0 порождает (по принципу Гюйгенса) сферу, тогда B_1D, касательная из B_1 к этой сфере, является исходящим фронтом волны.

Тогда, поскольку абсолютная скорость света в стекле равна $c_1 + \frac{\mu^2-1}{\mu^2}w$, то мы имеем

$$C_0B_1 = \tau\Big(c_1 + \frac{\mu^2-1}{\mu^2}w\Big), \quad A_0D = \tau c, \quad A_0A_1 = \tau w.$$

Если записать, что $C_1\widehat{A_1}B_1 = i$, и обозначить общее отклонение фронта волны за δ_1, то получится

$$A_1D = A_0D - A_1A_0\cos\delta_1 = \tau c - \tau w\cos\delta_1,$$

$$C_1B_1 = C_0B_1 - C_0C_1 = \tau\Big(c_1 + \frac{\mu^2-1}{\mu^2}w - w\Big) = \tau\Big(c_1 - \frac{wc_1^2}{c^2}\Big),$$

а поскольку $\mu = \frac{c}{c_1}$, и следовательно, если пренебречь квадратичными членами по w/c, имеем

$$\frac{\sin(i+\delta_1)}{\sin i} = \frac{\sin A_1\widehat{B}_1 D}{\sin i} = \frac{(A_1D/A_1B_1)}{(C_1B_1/A_1B_1)} = \frac{A_1D}{C_1B_1} = \\ = \frac{c - w\cos\delta_1}{c_1 - w\frac{c_1^2}{c_1^2}} = \frac{c}{c_1} + \frac{w}{c} - \frac{w}{c_1}\cos\delta_1.$$

Обозначив за δ величину δ_1 при нулевом значении w, получаем

$$\frac{\sin(i+\delta)}{\sin i} = \frac{c}{c_1}.$$

Вычитая это уравнение из предыдущего, имеем

$$\frac{(\delta-\delta_1)\cos(i+\delta)}{\sin i} = -\frac{\omega}{c} + \frac{\omega}{c_1}\cos\delta = -\frac{\omega}{c} + \frac{\omega}{c}\frac{\sin(i+\delta)\cos\delta}{\sin i},$$

откуда

$$\frac{\delta-\delta_1}{\sin\delta} = \frac{w}{c}.$$

Но сам телескоп, с помощью которого получен исходящий фронт волны B_1D, увлекается движением Земли. Следовательно, необходимо применить обычную поправку на аберрацию, чтобы определить видимое направление исходящего луча. Однако эта поправка $w\sin\delta/c$ абсолютно противоречит вычисленному эффекту, который имеет место из-за движения призмы. Итак, наконец, мы видим, что движение Земли не оказывает первостепенного влияния на преломление света звезд.

Из этой формулы Френель сделал вывод, что если проводить наблюдения в телескоп, заполненный водой, присутствие воды не окажет никакого влияния на аберрацию. Этот вывод в 1871 г. экспериментально проверил Эйри[1]. Более того, он показал, что видимое положение земных тел, увлекаемых вместе с наблюдателем, не изменяется при движении Земли; что любое движение, общее для источника, устройства и наблюдателя, не влияет на опыты по преломлению и интерференции; что свет перемещается между данными точками движущейся материальной системы по пути, требующем

[1] *Proc. R. S.* XX (1871), с. 35.

наименьшего времени. Эти предсказания также подтвердились наблюдениями: Респиги[1] в 1861 г. и Хук[2] в 1868 г., проводя опыты с телескопом, заполненным водой, и источником света, находящимся на Земле, обнаружили, что изменение расположения этого устройства относительно направления движения Земли никак не влияет на явления отражения и преломления. Э. Маскар[3] в 1872 году экспериментально исследовал влияние движения источника или приемника света во всех аспектах и показал, что свет Солнца и свет искусственных источников одинаково неспособны показать через явления дифракции поступательное движение Земли.

Самая большая проблема, с которой столкнулись ученые, исследующие свет, заключалась в согласовании явлений поляризации с принципами волновой теории. Юнг уже очень давно размышлял над этим, но по-прежнему не мог найти выход. В 1816 г. его посетил Араго и рассказал ему о новом экспериментальном результате, который недавно он получил вместе с Френелем[4], — а именно, что два сходящихся пучка света, поляризованных в плоскостях под прямым углом, не интерфирируют друг с другом при тех условиях, когда обыкновенный свет демонстрирует явления интерференции, но при их повторном объединении всегда дают одну и ту же интенсивность света, независимо от разности их хода.

Вскоре после того, как Араго уехал от Френеля, Юнг, который размышлял о новом опыте, нашел разгадку этой тайны, которую так долго искали; она состояла в том самом альтернативном варианте, который Бернулли отверг 80 лет назад: колебания света происходят перпендикулярно направлению его распространения.

Впервые Юнг изложил свои идеи в письме к Араго[5], датированном 12 января 1817 года. «Я размышлял, — писал он, — о том, что невозможно дать совершенное объяснение влияния света, создающего поляризацию, если не отойти от классической теории волн.

---

[1] *Mem. Accad. Sci. Bologna*, II (1861), c. 279.

[2] *Ast. Nach.* LXXIII (1868), c. 193.

[3] *Ann. de l'Ecole Normale* (2), I (1872), c. 157.

[4] Этот результат был опубликован только в 1819 году в *Annales de Chimie*, X; и в *Œuvres*, I, c. 509, Френеля. Благодаря этому результату, Френель смог дать полное объяснение классу явлений, который в 1811 году открыл Араго, а именно, когда поляризованный свет проходит через тонкие пластинки сульфата извести или слюды, а потом разлагается с помощью призмы исландского шпата, появляются красивые дополняющие друг друга цвета. Юнг показал, что эти эффекты вызваны интерференцией, но не показал четко роль поляризации в их появлении.

[5] Юнг *Works*, I, c. 380.

Принцип этой теории состоит в том, что все световые волны просто распространяются через однородные среды в виде концентрических сферических поверхностей как и звуковые волны. Они просто состоят из прямых и обратных движений частиц в направлении радиуса с сопровождающими эти движения сгущениями и разрежениями. И тем не менее, в этой теории можно объяснить поперечные колебания, которые также распространяются в направлении радиуса и с равной скоростью, причем все частицы движутся в определенном неизменном направлении относительно этого радиуса; это и есть *поляризация*».

В статье по «Теории цветов», которую Юнг написал в том же году[1] в качестве приложения к *Encyclopaedia Britannica*, он говорит[2]: «Если мы примем тот факт, что поперечное движение может распространяться по прямой линии, как математический постулат в волновой теории, не пытаясь показать его физическую основу, мы можем получить из этого допущения приемлемую иллюстрацию разделения поляризованного света при отражении в наклонной плоскости, допуская, что движение поляризованного света разлагается» на две составляющие, которые при отражении ведут себя по-разному.

В следующем письме к Араго от 29 апреля 1818 года Юнг снова вернулся к вопросу о поперечных колебаниях, сравнивая свет с волнообразным движением веревки, возмущенной с одного из концов[3]. Араго показал это письмо Френелю, который сразу же увидел, что в нем содержалось истинное объяснение отсутствия интерференции у лучей, поляризованных в перпендикулярных плоскостях, и что на этом эффекте можно основать доказательство правильности гипотезы Юнга. Если предположить, что колебание каждого луча раскладывается на три составляющие, одна из которых направлена вдоль луча, а две другие — под прямым углом к первой, из опыта Араго – Френеля очевидно, что составляющая в направлении луча должна исчезнуть; другими словами, колебания, из которых состоит свет, происходят в волновом фронте.

Не следует забывать, что еще была неизвестна теория распространения волн в упругом твердом теле, и свет до сих пор интер-

[1]Пикок *Life of Young*, с. 391.

[2]Юнг *Works*, I, с. 279.

[3]Эту аналогию приводил Гук в докладе Лондонскому Королевскому обществу 15 февраля 1671-2 г. Но, видимо, нет причины полагать, что Гук хорошо понимал тот вопрос, который теперь выдвинул Юнг.

претировали по аналогии с колебаниями звука в воздухе, для которого направление колебаний совпадает с направлением их распространения. А значит, нужно было каким-то образом доказать новый подход. С удивительной проницательностью Френель указал[1] точное направление, в котором необходимо развивать теорию колебаний в весомых телах, чтобы допустить существование волн, подобных световым волнам. «Геометры, — писал он, — которые исследовали колебания упругих жидкостей, до сих пор учитывали только те силы ускорения, которые возникают из-за разности сгущения или разрежения соседних слоев». Он указал, что, если допустить, что среда обладает жесткостью, или силой сопротивления деформации, подобной той, которую демонстрируют все реальные твердые тела, эта среда будет способна к поперечным колебаниям. Отсутствие продольных волн в эфире он объяснил, допустив, что силы, которые препятствуют сгущению, гораздо больше сил, препятствующих деформации, и что скорость распространения сгущений настолько больше скорости световых колебаний, что практическое равновесие давления поддерживается непрерывно.

Затем стали исследовать природу обыкновенного неполяризованного света. «Тогда, — писал Френель[2], — если поляризация луча света состоит в том, что все его колебания осуществляются в одном направлении, то из любой гипотезы образования световых волн следует, что луч, исходящий из единственного центра возмущения, всегда будет поляризоваться в определенной плоскости в любой момент. Но в следующий момент изменяется направление движения, а вместе с ним и плоскость поляризации; эти изменения следуют одно за другим так же быстро, как возмущения колебаний световой частицы; так что, даже если можно было бы изолировать свет этой отдельной частицы от света других световых частиц, нет сомнения в том, что мы не увидели бы явления поляризации. Если рассмотреть действие, производимое объединением всех волн, которые испускают все точки светящегося тела, мы увидим, что в каж-

---

[1]*Annales de Chimie*, XVII (1821), с. 180; *Œuvres*, I, с. 629. Юнг уже привлек внимание к этому вопросу. «Сложно, — говорит он в своих лекциях по натурфилософиии (*Lectures on Natural Philosophy*, изд. 1807 г., том I, с. 138), — сравнивать поперечные межмолекулярные силы взаимодействия, или силу, которая противостоит распаду частей твердого тела, с любой формой силы непосредственного сцепления. Эта сила представляет собой жесткость или твердость твердого тела и полностью отсутствует в жидкостях».

[2]Loc. cit. с. 185.

дый момент в определенной точке эфира общая результирующая всех движений будет иметь определенное направление, но оно будет изменяться в каждый следующий момент. Итак, прямой свет можно считать объединением, а точнее быстрой последовательностью, систем волн, поляризованных во всех направлениях. В соответствии с таким взглядом на этот вопрос, действие поляризации заключается не в создании этих поперечных движений, а в разложении их в двух неизменных направлениях и разделении их составляющих, поскольку тогда в каждом из направлений колебательные движения происходят всегда в одной плоскости».

Затем он продолжил работу, чтобы изучить связь направления колебаний и плоскости поляризации. «Применим эти идеи к двойному лучепреломлению и рассмотрим одноосный кристалл как упругую среду, в которой сила ускорения, которая появляется вследствие смещения ряда молекул, перпендикулярно к этой оси, относительно смежных рядов, одинакова вокруг всей оси; а смещения, которые происходят параллельно оси, вызывают силы ускорения другой интенсивности, большей, когда кристалл «отталкивает», и меньшей, когда он «притягивает». Поскольку особенность обыкновенных лучей состоит в том, что они распространяются с одинаковой скоростью во всех направлениях, то необходимо принять, что их колебательные движения происходят перпендикулярно плоскости, проведенной через эти лучи и ось кристалла; тогда смещения, которые они вызывают и которые всегда происходят вдоль направлений, перпендикулярных этой оси, в соответствии с этой гипотезой, будут создавать одинаковые силы ускорения. Если придерживаться традиционного значения выражения *плоскость поляризации*, то плоскостью поляризации обыкновенных лучей является плоскость, проходящая через ось кристалла; значит, *в сходящемся пучке лучей поляризованного света колебательное движение происходит перпендикулярно плоскости поляризации*».

Этот результат дал Френелю точку опоры для решения задачи, на которую он потратил оставшуюся часть своей жизни; впредь его целью стало создать теорию света на основе динамических свойств светоносной среды.

Первым вопросом, который он рассмотрел с такой точки зрения, было распространение света в кристаллических телах. С того времени, как Брюстер открыл, что многие кристаллы не подходят под тот тип, для которого применимо построение Гюйгенса, волновая теория

в некоторой степени утратила доверие в этой области. Френель же, сделав, возможно, самое блестящее из своих достижений[1], не только вновь завоевал потерянную территорию, но и добавил новую область науки.

По его собственному утверждению он никогда не верил в то, что в кристаллах существуют две различных светоносных среды, одна из которых пропускает обыкновенные, а другая — необыкновенные волны. Он больше склонялся к тому, что две скорости распространения света в действительности представляют собой два корня квадратного уравнения, которое каким-то образом можно получить из теории одного эфира. Он был уверен, что, получив это уравнение, он найдет объяснение не только двойного лучепреломления, но и поляризации, которая всегда его сопровождает.

Первый шаг состоял в том, чтобы взять случай с одноосными кристаллами, которые исследовал Гюйгенс, и посмотреть, можно ли заменить сферу и сфероид Гюйгенса *одинарной* поверхностью (или поставить их в зависимость от этой поверхности)[2].

Итак, волну, которая распространяется в любом направлении в одноосном кристалле, можно разложить на две линейно поляризованных составляющих. Одна из них, «обыкновенный луч», поляризуется в главном сечении и имеет скорость v_1, которую можно представить как радиус сферы Гюйгенса, скажем

$$v_1 = b;$$

а вторая, «необыкновенный луч», поляризуется в плоскости, расположенной под прямым углом к главному сечению, и имеет скорость волны v_2, которую можно представить в виде перпендикуляра, проведенного из центра сфероида Гюйгенса на касательной плоскости, параллельной плоскости волны. Если сфероид представить уравнением

$$\frac{y^2 + z^2}{a^2} + \frac{x^2}{b^2} = 1,$$

[1]Его первый научный труд по двойному лучепреломлению был представлен Академии наук 19 ноября 1821 года, но был опубликован только в собрании его трудов, *Œuvres*, II, с. 261. В 1822 году за ним последовали другие работы, а все результаты были наконец собраны в научном труде, опубликованном в 1827 году, в *Mem. de l'Acad.* VII, с. 45; *Œuvres*, II, с. 479.

[2]Пытаясь воссоздать ход мыслей Френеля в то время, автор извлек огромную пользу из предисловия к книге *Œuvres de Fresnel*. Как Френелю, так и Юнгу необычайно повезло с биографами. Книгу Пикока *Life of Young* и эту статью о Френеле, которая была последней работой Верде, очень интересно читать.

а направляющие косинусы нормали к плоскости волны обозначить как (l, m, n), то получится

$$v_2^2 = a^2(m^2 + n^2) + b^2l^2.$$

Однако легко увидеть, что величины $1/v_1$ и $1/v_2$, данные этими уравнениями, являются длинами полуосей эллипса, который получается в результате пересечения сфероида

$$b^2(y^2 + z^2) + a^2x^2 = 1$$

плоскостью

$$lx + my + nz = 0;$$

поэтому построение сферы и сфероида Гюйгенса можно заменить построением, которое зависит только от одной поверхности, сфероида

$$b^2(y^2 + z^2) + a^2x^2 = 1.$$

Придя к такому сокращению, Френель предположил, что случай с двуосными кристаллами можно учесть, если заменить вышеупомянутый сфероид эллипсоидом с тремя неравными осями, скажем,

$$\frac{x^2}{\varepsilon_1} + \frac{y^2}{\varepsilon_2} + \frac{z^2}{\varepsilon_3} = 1.$$

Если за $1/v_1$ и $1/v_2$ обозначить длины полуосей эллипса, который получается в результате пересечения эллипсоида плоскостью

$$lx + my + nz = 0,$$

то ясно, что v_1 и v_2 — это корни уравнения относительно v

$$\frac{l^2}{\frac{1}{\varepsilon_1} - v^2} + \frac{m^2}{\frac{1}{\varepsilon_2} - v^2} + \frac{n^2}{\frac{1}{\varepsilon_3} - v^2} = 0;$$

и соответственно Френель выдвинул гипотезу, что корни этого уравнения представляют (в двуосном кристалле) скорости двух линейно поляризованных волн, нормали которых расположены в направлении (l, m, n).

Таким образом, получив результат с помощью чисто геометрических рассуждений, Френель затем создал согласованную с ним динамическую схему.

Он предположил, что колебательная среда в кристалле, в конечном счете, состоит из частиц, подверженных действию взаимных сил. С помощью этого допущения он показал, что упругая сила возврата при возмущении системы должна линейно зависеть от смещения. В этом первом высказывании явно присутствует отличие теории Френеля от реальной теории упругих твердых тел, поскольку в реальных упругих твердых телах силы возврата зависят не от абсолютного смещения, а от деформаций, т. е. от *относительных* смещений.

В любом кристалле существует три направления, расположенных под прямым углом относительно друг друга. Направления, для которых сила возврата действует по линии смещения, называются *осями упругости*. Примем их за оси кристалла и предположим, что упругие силы возврата на единицу смещения в этих трех направлениях равны $1/\varepsilon_1$, $1/\varepsilon_2$, $1/\varepsilon_3$ соответственно. Тот факт, что упругость должна изменяться в направлении молекулярного смещения, позволил Френелю предположить, что молекулы материальных тел либо участвуют в световом колебании, либо, по меньшей мере, каким-то образом влияют на упругость эфира.

Единичное смещение в любом произвольном направлении (α, β, γ) можно разложить на составляющие $(\cos\alpha, \cos\beta, \cos\gamma)$, параллельные осям. Каждая из составляющих действует независимо от других, так что составляющими силы возврата будут

$$\frac{\cos\alpha}{\varepsilon_1}, \quad \frac{\cos\beta}{\varepsilon_2}, \quad \frac{\cos\gamma}{\varepsilon_3}.$$

В общем случае эта результирующая сила направлена отлично от смещения, которое ее вызвало, но ее также можно разложить на две другие силы, одна из которых параллельна, а другая перпендикулярна направлению смещения. Очевидно, что первая сила — это

$$\frac{\cos^2\alpha}{\varepsilon_1} + \frac{\cos^2\beta}{\varepsilon_2} + \frac{\cos^2\gamma}{\varepsilon_3}.$$

Следовательно, поверхность

$$r^4 = \frac{x^2}{\varepsilon_1} + \frac{y^2}{\varepsilon_2} + \frac{z^2}{\varepsilon_3}$$

будет обладать следующим свойством: квадрат ее радиус-вектора в любом направлении пропорционален аналогично направленной составляющей упругой силы, вызванной единичным смещением в этом направлении. Эта поверхность называется *поверхностью упругости*.

Рассмотрим теперь смещение вдоль одной из осей сечения, которое происходит в результате пересечения поверхности упругости плоскостью волны. Легко увидеть, что в этом случае составляющая упругой силы, расположенная перпендикулярно смещению, действует вдоль нормали волнового фронта; поэтому Френель допускает, что упругая сила не повлияет на распространение колебаний, основываясь на своей фундаментальной гипотезе о том, что световые колебания происходят исключительно в волновом фронте. Очевидно, что эта позиция дает простор для критики: в динамической теории все должно выводиться из законов движения без специальных допущений. Но из отстаиваемой им точки зрения следует, что такое смещение сохранит свое направление и будет распространяться как линейно поляризованная волна с определенной скоростью.

Далее, чтобы натянутая веревка могла совершать колебания неизменного периода при изменении натяжения, ее длину следует увеличивать пропорционально квадратному корню из ее натяжения. Точно так же длина волны светового колебания данного периода пропорциональна квадратному корню упругой силы (на единицу смещения), заставляющей молекулы среды двигаться параллельно волновому фронту. Значит, скорость распространения волны, измеренная в направлении, перпендикулярном ее фронту, пропорциональна квадратному корню из составляющей (направленной вдоль смещения) упругой силы на единицу смещения, а скорость распространения такой линейно поляризованной волны пропорциональна радиус-вектору поверхности упругости в направлении смещения.

Более того, любое смещение в данном волновом фронте можно разложить на две составляющих, которые будут соответственно параллельны двум осям диаметрального сечения поверхности упругости плоскостью, параллельной этому фронту волны; и из всего вышесказанного следует, что каждое из этих составляющих смещений будет распространяться как независимая линейно поляризованная волна, причем скорости распространения будут прямо пропорциональны осям сечения[1], и значит, обратно пропорциональны осям сечения поверхности, обратной этой, по отношению к исходной, которой является эллипсоид

$$\frac{x^2}{\varepsilon_1} + \frac{y^2}{\varepsilon_2} + \frac{z^2}{\varepsilon_3} = 1.$$

[1]Из этого ясно, что *оптические оси*, или линии, вдоль которых волна распространяется с одной скоростью и вдоль которых не происходит двойного лучепреломления, будут перпендикулярны двум круглым сечениям поверхности упругости.

Но это именно тот результат, к которому, как мы видели, Френеля привели чисто геометрические рассуждения, поэтому можно считать, что он подтвердил свою геометрическую гипотезу изучением динамики среды.

Легко определить волновую поверхность или геометрическое место точек в любой момент, скажем, $t = 1$, возмущения, которое возникло в какой-то предыдущий момент, скажем, $t = 0$, в какой-то конкретной точке, скажем, в нулевой точке. При таких условиях волновая поверхность, очевидно, будет огибающей плоских волн, которые испустила нулевая точка в момент $t = 0$, т. е. она будет огибающей плоскостей

$$lx + my + nz - v = 0,$$

где константы l, m, n, v связаны идентичным уравнением

$$l^2 + m^2 + n^2 = 1,$$

и ранее найденным отношением

$$\frac{l^2}{\frac{1}{\varepsilon_1} - v^2} + \frac{m^2}{\frac{1}{\varepsilon_2} - v^2} + \frac{n^2}{\frac{1}{\varepsilon_3} - v^2} = 0.$$

С помощью обычной процедуры определения огибающих можно показать, что искомое геометрическое место точек является поверхностью четвертой степени

$$\frac{x^2}{\varepsilon_1 r^2 - 1} + \frac{y^2}{\varepsilon_2 r^2 - 1} + \frac{z^2}{\varepsilon_3 r^2 - 1} = 0,$$

которая называется *волновой поверхностью Френеля*[1]. Это двухлистная поверхность, какой она, очевидно, и должна быть, исходя из физических соображений. Для одноосных кристаллов, когда ε_2 и ε_3 равны, эта поверхность вырождается в сферу

$$r^2 = 1/\varepsilon_2,$$

и сфероид

$$\varepsilon_2 x^2 + \varepsilon_1 (y^2 + z^2) = 1.$$

[1]Другое построение волновой поверхности принадлежит МакКуллагу, *Coll. Works*, с. 1. Пусть эллипсоид

$$\varepsilon_1 x^2 + \varepsilon_2 y^2 + \varepsilon_3 z^2 = 1$$

пересекается плоскостью, проходящей через его центр. На перпендикулярах к этой плоскости отложим длины, равные полуосям этого сечения. Геометрическое место концов этих перпендикуляров является волновой поверхностью.

Именно к этим двум поверхностям проводят касательные плоскости в построении Гюйгенса для обыкновенного и необыкновенного лучей, которые преломляются в исландском шпате. Френель заметил, что это построение применимо и для двуосных кристаллов, если два листа волновой поверхности заменить сферой и сфероидом Гюйгенса.

«Принятая мной теория, — говорит Френель в заключении этого незабвенного труда, — и простые построения, которые я вывел из нее, замечательны тем, что при решении задачи все неизвестные величины определяются вместе. Мы одновременно находим скорости обыкновенного и необыкновенного лучей и их плоскости поляризации. Физики, внимательно изучившие законы природы, почувствуют, что подобная простота и столь тесная связь между различными элементами явления окончательно свидетельствуют в пользу гипотезы, на которой они основаны».

Вопрос о правильности построений Френеля обсуждали еще много лет. На поразительное следствие указал в 1832 году Уильям Роуан Гамильтон (1805–65), директор королевской астрономической обсерватории в Ирландии. Он заметил[1], что поверхность, определенная уравнением Френеля, имеет четыре конические точки, через каждую из которых проходит бесконечно много касательных плоскостей, а следовательно, отдельный луч, выходящий из точки, расположенной внутри кристалла, в направлении одной из этих точек, при выходе должен разделяться на бесконечно большое количество лучей, составляющих коническую поверхность. Гамильтон также показал, что существуют четыре плоскости, каждая из которых касается волновой поверхности в бесконечно большом числе точек, образующих круг контакта, так что соответствующий луч, падающий извне, должен разделяться в кристалле на бесконечное множество преломленных лучей, которые опять образуют коническую поверхность.

Эти своеобразные и неожиданные следствия вскоре экспериментально проверил Хэмфри Ллойд[2], и они весьма способствовали усилению убежденности в теории Френеля. Однако следует заметить, что коническая рефракция всего лишь показывает, что форма волновой поверхности Френеля правильна в общих чертах, и не мо-

[1]*Trans. Roy. Irish Acad.* XVII (1833), с. 1; Гамильтон *Math. Papers*, I, с. 164.

[2]*Trans. Roy. Irish Acad.* XVII (1833), с. 145. Строго говоря, яркий конус, который обычно наблюдают, возникает от лучей, *находящихся рядом* с особым лучом; однако, последний можно наблюдать: по причине его ослабления из-за конической дисперсии он становится темным.

жет служить проверкой ее точности во всех деталях. Но Стокс в 1872 году[1], Глейзбрук в 1879 году[2] и Гастингс в 1887 году[3] экспериментально показали, что построение Гюйгенса и Френеля действительно правильно в очень высокой степени приближения; с тех пор окончательные формулы Френеля стали считать неоспоримыми. Динамическая субструктура, лежащая в их основе, как мы видели, открыта для критики; но, как заметил Стокс[4]: «Если подумать о состоянии этого предмета, когда он попал в руки Френеля и когда Френель оставил его, удивляет не то, что он не создал строгую динамическую теорию, а то, что один разум смог так много сделать».

Во втором дополнении к своему первому научному труду по двойному лучепреломлению, представленному Академии наук 26 ноября 1821 года[5], Френель обозначил направления, в которых его теорию можно расширить, чтобы учесть явление дисперсии. «Эти молекулярные группы, или частицы тел, — писал он, — могут разделяться интервалами, которые, несмотря на их малый размер, безусловно не являются абсолютно нечувствительными к длине волны». Он предвидел, что из-за подобной крупнозернистости среды в уравнениях должны появиться члены, позволяющие объяснить дисперсию. В самом деле, теория дисперсии, которую впоследствии создал Коши, действительно основывалась на этом принципе. Вероятно, к концу жизни Френель размышлял над большим научным трудом по дисперсии[6], который так и не был завершен.

Сначала у Френеля была причина радоваться принятию его работы по оптике кристаллов, поскольку в августе 1822 г. Лаплас публично высказал свое очень лестное мнение о ней; и, когда в конце того же года в Академии наук появилось вакантное место, он мог надеяться, что выбор падет на него. Однако его ожидания не оправдались[7]. Тем временем он продолжал свои исследования; и в

[1]*Proc. R. S.* XX (1872), c. 443.

[2]*Phil. Trans.* CLXXI (1879), c. 421.

[3]*Am. Jour. Sci.* (3), XXXV (1887), c. 60.

[4]*Brit. Assoc. Rep.* (1862), c. 254.

[5]*Œuvres*, II, c. 438.

[6]Ср. биографию в *Œuvres de Fresnel*, I, c. XCVI.

[7]В письме к Юнгу, написанном весной 1823 года, он говорит: «Tous ces mémoires, que dernièrement j'ai présentés coup sur coup à l'Académie des Sciences, ne m'en ont pas cependant ouvert la porte. C'est M. Dulong qui a été nommé pour remplir la place vacante dans la section de physique. ...Vous voyez, Monsieur, que la théorie des ondulations ne m'a point porté bonheur: mais cela ne m'en dégoûte pas: et je me console de ce malheur en m'occupant d'optique avec une nouvelle ardeur.»

январе 1823 года, в тот самый месяц, когда его не приняли в Академию наук, он представил на ее рассмотрение теорию, где рассмотрел отражение и преломление[1] как динамические свойства светоносной среды.

Как и в предыдущих исследованиях, он допускает, что колебания, из которых состоит свет, происходят перпендикулярно плоскости поляризации. Он принимает принцип Юнга о том, что отражение и преломление вызваны разностью инерций эфира в различных материальных телах, и предполагает (как и в своем научном труде по аберрации), что инерция обратно пропорциональна квадрату скорости распространения света в среде. Он считает, что на поверхности раздела двух сред должны удовлетворяться следующие условия: смещения соседних молекул, разложенные параллельно этой поверхности раздела, должны быть равны в обеих средах, и общая энергия отраженных и преломленных волн должна быть равна энергии падающей волны.

При этих допущениях интенсивность отраженного и преломленного света можно получить следующим образом.

Сначала рассмотрим случай, когда падающий свет поляризуется в плоскости падения, так что смещение происходит в направлении, перпендикулярном плоскости падения. Амплитуду смещения в данной точке поверхности раздела обозначим как f для падающего луча, как g для отраженного луча и как h для преломленного луча.

Количества энергии, которые распространяются в секунду через единицу поперечного сечения падающего, отраженного и преломленного лучей, пропорциональны соответственно

$$c_1\rho_1 f^2, \quad c_1\rho_1 g^2, \quad c_2\rho_2 h^2,$$

где c_1, c_2 — скорости света, ρ_1, ρ_2 — плотности эфира в двух средах; а поперечные сечения лучей, которые пересекаются с поверхностью раздела в единице площади, —

$$\cos i, \quad \cos i, \quad \cos r$$

соответственно. Следовательно, в соответствии с принципом сохранения энергии имеем

$$c_1\rho_1 \cos i \cdot f^2 = c_1\rho_1 \cos i \cdot g^2 + c_2\rho_2 \cos r \cdot h^2.$$

[1]В течение какого-то времени MSS считали потерянным, но в конечном итоге, его нашли среди бумаг Фурье и напечатали в *Mem. de l'Acad.* XI (1832), с. 393; *Œuvres*, I, с.767.

Уравнение непрерывности смещения на поверхности раздела:

$$f + g = h.$$

Исключая h из двух этих уравнений и используя формулу

$$\frac{\sin^2 r}{\sin^2 i} = \frac{c_2^2}{c_1^2} = \frac{\rho_1}{\rho_2},$$

получаем уравнение

$$\frac{f}{g} = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}.$$

Таким образом, при поляризации света в плоскости отражения амплитуда отраженной волны равна

$$\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} \times \text{амплитуда падающего колебания.}$$

Подобным образом Френель показывает, что при поляризации света в плоскости, перпендикулярной плоскости отражения, отношение амплитуд отраженной и падающей волн равно

$$\frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}.$$

Эти формулы известны как *закон синусов Френеля* и *закон тангенсов Френеля* соответственно. Однако эти формулы несколькими годами ранее открыл Брюстер. При перпендикулярном падении луча, когда i и r очень малы, отношение амплитуд становится

$$\lim \frac{i-r}{i+r},$$

или

$$\frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2 + \mu_1},$$

где μ_2 и μ_1 обозначают показатели преломления сред. Раньше эту формулу приводили Юнг[1] и Пуассон[2], предполагая, что упругость

[1]Статья «Теория цветов», *Encycl. Britt. Suppl.*

[2]*Mem. de l'Inst.* II, 1817, c. 305.

эфира имеет тот же характер, что и упругость воздуха при распространении звука.

$\tan(i + r)$ при $i + r = 90^\circ$ становится бесконечным, из чего следует теоретическое объяснение закона Брюстера: если свет падает так, что отраженный и преломленный лучи становятся перпендикулярными друг другу, отраженный свет полностью поляризуется в плоскости отражения.

Исследование Френеля вряд ли можно назвать динамической теорией в строгом смысле, так как он не определил качества среды. Его метод заключался в том, чтобы работать в обратном направлении, исходя из известных свойств света, в надежде найти механизм, которому их можно было бы приписать. Он сумел объяснить явления на основе нескольких простых принципов, но не смог точно определить эфир, который, в свою очередь, объяснил бы эти принципы. «Смещение» Френеля могло не быть смещением в упругом твердом теле обычного типа, поскольку нормальная составляющая этого смещения не является непрерывной по всей поверхности раздела двух сред[1].

Теория обыкновенного отражения завершилась обсуждением случая полного внутреннего отражения света. Из этого обсуждения несколькими годами ранее возник предмет некоторых экспериментальных исследований Френеля; и в двух научных работах[2], представленных Академии наук в ноябре 1817 г. и январе 1818 г., он показал, что свет, поляризованный в любой плоскости, которая расположена не под прямым углом к плоскости отражения, частично «деполяризуется» полным внутренним отражением, и что это происходит из-за разностей фазы, которые появляются между составляющими, поляризованными в плоскости отражения и в плоскости, перпендикулярной ей. «При полном внутреннем отражении, — сказал он, — лучи, поляризованные в плоскости отражения, отражаются ближе к поверхности стекла, чем лучи, которые поляризованы в плоскости, перпендикулярной плоскости отражения, так что появляется разность их хода».

Это изменение фазы он вывел из формул, которые уже были получены для обыкновенного преломления. Если рассматривать свет, поляризованный в плоскости отражения, отношение амплитуд

[1] Однако теорию отражения Френеля можно согласовать с электромагнитной теорией света, отождествляя его «смещение» с электрической силой.

[2] *Œuvres de Fresnel*, I, стр. 441, 487.

отраженного и падающего света, как мы видели,

$$-\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)};$$

когда синус угла падения больше μ_2/μ_1, и происходит полное внутреннее отражение, это отношение можно записать в форме

$$e^{\theta\sqrt{-1}},$$

где θ обозначает вещественную величину, определенную уравнением

$$\tan\frac{1}{2}\theta=\frac{(\mu_1^2\sin^2 i-\mu_2^2)^{1/2}}{\mu_1\cos i}.$$

Френель истолковал это выражение как обозначающее[1], что амплитуда волны отраженного света равна амплитуде волны падающего света, но по фазе эти волны отличаются на величину θ. Точно так же можно рассмотреть и тот случай, когда волна поляризуется в плоскости, перпендикулярной плоскости отражения, и формулы, которые получаются в результате, полностью подтверждаются на опыте.

Через несколько месяцев после представления работы по отражению Френеля избрали членом Академии наук, и в оставшийся период его короткой жизни он был удостоен не только французских, но и зарубежных наград. В 1827 году Лондонское королевское общество наградило его медалью Румфорда; но Араго, которому Юнг поручил передать эту награду, нашел Френеля при смерти, и через восемь дней он умер.

Гений Юнга и Френеля создал для волновой теории света столь устойчивое положение, что с тех пор у корпускулярной теории не появлялось приверженцев из когорты молодых ученых[2]. Видимо, в этом споре решающими оказались два поразительных опыта, придуманных позднее. Первым мы обязаны Г. Б. Эйри (1801–92), который заметил[3], что в соответствии с корпускулярной теорией цвета тонких пластинок получаются исключительно под действием света, отраженного второй поверхностью пластинки, а в волновой теории они

[1]Об этом толковании см. Де Морган, *Trigonometry and Double Algebra*, стр. 119, 139.

[2]Брюстер (род. в 1781 г.) в 1830-х гг. все еще склонялся к корпускулярной теории.

[3]*Trans. Camb. Phil. Soc.* IV (1833), с. 279 (чит. 14 ноября 1831 г.).

зависят от интерференции света, отраженного первой и второй поверхностями пластинки. Значит, если при создании колец Ньютона мы каким-то образом сумеем предотвратить отражение первой поверхностью, кольца не появятся в соответствии с волновой теорией, но появятся в том случае, если истинной является другая гипотеза. Эйри провел опыт, положив линзу на отполированную металлическую поверхность. Используя свет, поляризованный в плоскости, перпендикулярной плоскости отражения, и падающий под углом поляризации, он гарантировал, что свет, попадающий в глаз, — это свет, отраженный металлом и несмешанный с другим светом: колец не было, поэтому заключение было сделано в пользу волновой теории.

Второй опыт провели в 1850 году Фуко[1] и Физо[2], реализуя план, который уже давно придумал Араго. Они измерили скорость света в воздухе и в воде и обнаружили, что в вопросе, о котором так долго спорили две конкурирующие школы, были правы сторонники волновой гипотезы.

[1]*Comptes Rendus*, XXX (1850), с. 551.
[2]Ibid., с. 562.

Глава 5
Эфир как упругое твердое тело

Когда Юнг и Френель впервые выдвинули теорию о том, что световые колебания совершаются под прямым углом к направлению распространения света, они в то же время указали, что эту особенность можно объяснить, создав новую гипотезу природы светоносной среды, а именно: светоносная среда обладает способностью сопротивляться попыткам вызвать ее деформацию. Именно эта способность отличает твердые тела от жидкостей, которые никоим образом не сопротивляются деформации, а значит, идею Юнга и Френеля можно выразить простым утверждением: *эфир ведет себя как упругое твердое тело*. После смерти Френеля эта концепция была развита в ряде блестящих научных трудов, на которых мы сейчас и остановимся.

В самом начале теория упругого твердого тела сталкивается с очевидной сложностью. Если эфир обладает свойствами твердого тела, как же тогда планеты, двигаясь по орбите, могут перемещаться в нем с огромными скоростями, не встречая ощутимого сопротивления? Впервые удовлетворительный ответ на это возражение дал Джордж Габриэль Стокс[1] (1819–1903), который заметил, что вещества вроде смолы и сапожного воска являются достаточно твердыми, чтобы совершать упругие колебания и в то же время достаточно пластичными, чтобы пропускать через себя другие медленно движущиеся тела. Он предположил, что эфир тоже может обладать комбинацией таких свойств, выраженных в чрезвычайно высокой степени, поскольку он ведет себя как упругое твердое тело при распространении быстрых колебаний, подобных световым, но подобно жидкости поддается медленному поступательному движению планет.

Объяснение Стокса удивительным образом гармонирует с гипотезой Френеля о том, что скорость продольных волн в эфире неопределенно велика по сравнению со скоростью поперечных волн, поскольку при опытах с реальными веществами обнаружили, что отношение скорости распространения продольных волн к скорости распространения поперечных быстро увеличивается с увеличением мягкости и пластичности среды.

---

[1] *Trans. Camb. Phil. Soc.* VIII (1845), с. 287.

В попытках провести параллель между светом и колебаниями упругой субстанции исследователю не однажды приходится делать выбор между возможными вариантами. Например, он может допустить, что колебания эфира происходят параллельно или перпендикулярно плоскости поляризации света. Также он может допустить, что различные преломляющие способности различных сред вызваны либо разными инерциями эфира в этих средах, либо их разной способностью оказывать сопротивление деформации, а может быть, и совокупностью этих причин. Более того, существует несколько разных способов избежать сложностей, вызванных присутствием продольных колебаний; и, как, увы, мы увидим, источник дальнейших разногласий следует искать в той возможной ошибке, которая свойственна любому человеку. А потому неудивительно, что перечень теорий упругого твердого тела не из коротких.

В то время, когда открыли поперечное распространение света, не существовало общего метода математического исследования свойств упругих твердых тел; но благодаря открытиям Френеля этим предметом заинтересовались некоторые лучшие умы столетия. Том *Научные труды Академии*, включающий теорию оптики кристаллов Френеля, содержит и научный труд Клода-Луи-Мари-Анри Навье[1] (1785–1836), который в то время был профессором механики в Париже. В этом научном труде впервые были даны правильные уравнения колебательного движения упругого твердого тела определенного типа. Навье допустил, что среда, в конечном итоге, состоит из бесконечно большого количества частиц, которые действуют друг на друга с силами, направленными вдоль соединяющих их линий и зависящими от расстояний между ними. Он показал, что если $\mathbf{e}$ обозначает (векторное) смещение частицы, которая в состоянии покоя имеет координаты (x, y, z), а ρ — плотность среды, то уравнением движения будет

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = -3n\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{e} - n\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{e},$$

где n — постоянная, показывающая *жесткость*, или способность сопротивления деформации, среды. Все подобные упругие свойства тела, например, скорость распространения в нем волн, очевидно, должны зависеть от отношения n/ρ.

---

[1] *Mem. de l'Acad.* VII, с. 375. Этот научный труд был представлен в 1821 году и опубликован в 1827 г.

Среди рецензентов одного из трудов Навье был Огюстен Луи Коши (1789–1857), один из величайших аналитиков девятнадцатого века[1], который, заинтересовавшись данным вопросом, в 1828 году[2] опубликовал работу, где он рассматривал эту тему с совершенно иной точки зрения. Вместо того чтобы допустить, как это сделал Навье, что среда является скоплением точечных центров силы, тем самым связывая себя с сомнительными молекулярными гипотезами, он изобрел метод прямого изучения объемных упругих свойств материи, и с его помощью показал, что колебания изотропного твердого тела определяются уравнением

$$\rho\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = -(k + \frac{4}{3}n)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{e} - n\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{e};$$

где n, как и ранее, обозначает постоянную жесткости, а постоянная k, которая называется *модулем сжатия*[3], обозначает отношение давления к создаваемому им кубическому сжатию. Очевидно, что уравнение Коши отличается от уравнения Навье тем, что вместо одной постоянной появляются две: k и n. Причина этого состоит в том, что модули жесткости и сжатия тела, состоящего по Навье из точечных центров силы, связаны отношением[4]

$$k = \frac{5}{3}n.$$

[1] Стóит повторить мнение Гамильтона, которое он высказал в 1833 году: «Главные теории алгебраического анализа (к которым я отношу и вычисления) необходимо полностью трансформировать; и Коши сделал очень много для этой великой цели. Много сделал и Пуассон, но мне кажется, что он, несмотря на свой великий талант и ясность ума, не способен рассуждать так логично, как Коши. Но им обоим, на мой взгляд, далеко до Фурье, которого я ставлю во главе французской школы математической философии, даже превыше Лагранжа и Лапласа, хотя *их* я считаю талантливее Коши и Пуассона». (*Life of Sir W. R. Hamilton*, II, с. 58).

Уильям Томсон (лорд Кельвин) и Хевисайд были ярыми почитателями Фурье. В мае 1840 года Томсон, которому тогда было 15 лет, взял в библиотеке университета Глазго книгу Фурье *Theorie de la Chaleur* и прочитал ее от корки до корки за пару недель. Эта книга оказала сильнейшее влияние на формирование его ума.

«Никто не восхищается Фурье сильнее меня», — сказал Хевисайд (*Electromagnetic Theory*, II, с. 32).

[2] Коши, *Exercices de Mathematiques*, III (1828), с. 160.

[3] Это обозначение ввели позднее, но здесь мы его используем, чтобы впоследствии избежать изменений.

[4] Чтобы создать тело, упругие свойства которого не ограничиваются этим уравнением, Уильям Макуорн Ранкин (1820–72) рассмотрел непрерывную жидкость, в которой расположено множество точечных центров силы. Предполагается, что эта

Реальные тела не всегда подчиняются этому условию; например, для каучука величина k гораздо больше отношения $5n/3$,[1] и, видимо, не существует причины накладывать такое ограничение на эфир.

В том же самом году Пуассон[2] успешно решил это дифференциальное уравнение, показав тем самым, что оно определяет волновые движения, которые могут распространяться в упругом твердом теле. Решение, одновременно простое и изящное, можно получить следующим образом. Разложим вектор смещения $\mathbf{e}$ на две составляющие, одна из которых $\mathbf{c}$ является *вихревой*, или удовлетворяет условию

$$\operatorname{div}\mathbf{c} = 0,$$

а вторая — $\mathbf{b}$ — *невихревой*, или удовлетворяет условию

$$\operatorname{rot}\mathbf{b} = 0.$$

Тогда исходное уравнение принимает вид

$$\rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\mathbf{b}+\mathbf{c}) - n\nabla^2\mathbf{c} - \left(k + \frac{4}{3}n\right)\nabla^2\mathbf{b} = 0.$$

По отдельности члены, содержащие $\mathbf{b}$, и члены, содержащие $\mathbf{c}$, должны быть равны нулю, поскольку они представляют соответственно невихревую и вихревую части уравнения. Таким образом, $\mathbf{c}$ удовлетворяет двум уравнениям

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{c}}{\partial t^2} = n\nabla^2\mathbf{c}, \quad \operatorname{div}\mathbf{c} = 0,$$

а $\mathbf{b}$ определяется из

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{b}}{\partial t^2} = \left(k + \frac{4}{3}n\right)\nabla^2\mathbf{b}, \quad \operatorname{rot}\mathbf{b} = 0.$$

жидкость частично сгущается вокруг этих центров, причем упругая атмосфера каждого ядра удерживается вокруг него под действием притяжения. Таким образом, жидкость придает телу дополнительную объемную упругость, тогда исчезает необходимость в уравнении, связывающем k и n. Ср. Ранкин *Miscellaneous Scientific Papers*, стр. 81.

Сэр Уильям Томсон (лорд Кельвин) в 1889 году, используя пары разнородных атомов, создал твердое тело, которое не подчиняется условию Навье. Ср. Томсон *Papers*, III, с. 395; ср. также *Baltimore Lectures*, с. 123.

[1] Однако можно возразить, что каучук и другие тела, которые не подчиняются условию Навье, не являются истинно твердыми телами. Об этом историческом споре см. Тотхантер и Пирсон *History of Elasticity*, I, с. 496.

[2] *Mem. de l'Acad.* VIII (1828), с. 623. Пуассон берет это уравнение в ограниченной форме, данной Навье; но это никак не влияет на вопрос распространения волн.

Несложно увидеть, что частным решением уравнений для **c** является

$$c_x = A\sin\lambda\left(z - t\sqrt{\frac{n}{\rho}}\right), \quad c_y = B\sin\lambda\left(z - t\sqrt{\frac{n}{\rho}}\right), \quad c_z = 0,$$

представляющее поперечную плоскую волну, которая распространяется со скоростью $\sqrt{(n/\rho)}$. Можно показать, что общее решение дифференциальных уравнений для **c** состоит из подобных волн, которые распространяясь во всех направлениях, накладываются друг на друга.

Частным решением уравнений для **b** является

$$b_x = 0, \quad b_y = 0, \quad b_z = C\sin\lambda\left(z - t\sqrt{\frac{k + \frac{4}{3}n}{\rho}}\right).$$

Это решение представляет продольную волну, которая распространяется со скоростью

$$\sqrt{\left(k + \frac{4}{3}n\right)/\rho};$$

причем общее решение дифференциального уравнения для **b** образуется наложением подобных волн, которые распространяются во всех направлениях.

Таким образом, Пуассон обнаружил, что в упругом твердом теле существует два вида волн: волны **c** — поперечные и распространяются со скоростью $(n/\rho)^{1/2}$, а волны **b** — продольные и распространяются со скоростью $\left\{\left(k + \frac{4}{3}n\right)/\rho\right\}^{1/2}$. Последний тип волн[1] — это волны разрежения и сгущения, подобные звуковым волнам; с другой стороны, в **c** волнах среда не разрежается и не сгущается, а только деформируется согласно закону сохранения постоянной плотности[2].

[1]Ср. Стокс, «On the Dynamical Problem of Diffraction», *Camb. Phil. Trans.* IX, 1849, с. 1: *Math. and Phys. Papers* II, с. 243.

[2]Можно без труда показать, что любое возмущение как в изотропной, так и в кристаллической среде, для которого направление колебаний молекул находится в волновом фронте или поверхности постоянной фазы, должно удовлетворять уравнению

$$\operatorname{div} \mathbf{e} = 0,$$

где **e** обозначает смещение. С другой стороны, если колебания молекул происходят в направлении, перпендикулярном фронту волны, возмущение должно удовлетворять уравнению

$$\operatorname{rot} \mathbf{e} = 0.$$

Эти результаты доказал М. О'Брайен, *Trans. Camb. Phil. Soc.* VII (1842), с. 397.

Все исследования, о которых шла речь до настоящего момента, касались изотропных тел. В 1828 году[1] Коши распространил эти уравнения и на кристаллические вещества. Однако он завершил это, только возвратившись к плану Навье, который рассматривал упругое тело как скопление частиц, притягивающих друг друга с силой, которая зависит от расстояния между ними; анизотропию он объяснил, допустив, что в одних направлениях частицы располагаются более плотно, чем в других.

Общие уравнения, полученные таким образом для колебаний упругого твердого тела, содержат 21 постоянную; шесть из которых зависят от начального давления, так что, если первоначально в теле отсутствует состояние давления, то остается только 15 постоянных. Если при сохраненном начальном давлении счесть среду симметричной по отношению к трем взаимноортогональным плоскостям, то из 21 постоянной остается 9, а уравнения, определяющие колебания, можно записать в форме[2]

$$\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} = (a+G)\frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2} + (h+H)\frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} + (g+I)\frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2} + \\ + 2\frac{\partial}{\partial x}\left(a\frac{\partial e_x}{\partial x} + h\frac{\partial e_y}{\partial y} + g\frac{\partial e_z}{\partial z}\right),$$

и два сходных уравнения. Три постоянные G, H, I представляют напряженные состояния в плоскостях, параллельных координатным плоскостям в невозбужденном состоянии эфира[3].

На основе этих уравнений Коши разработал теорию света, фрагмент которой, относящийся к оптике кристаллов, представили Академии наук в 1830 году[4]. Приведем вкратце его основные черты.

При подстановке в последние уравнения находим, что когда волновой фронт колебания параллелен плоскости yz, скорость распространения должна быть $(h+G)^{1/2}$, если колебание распространяется параллельно оси y, и $(g+G)^{1/2}$, если оно распространяется

[1] *Exercices de Math.* III (1828), с. 188.

[2] Это, в сущности, уравнения (68) на с. 208 третьего тома *Exercices*.

[3] G, H, I являются напряжениями, когда они положительны, и давлениями, когда они отрицательны.

[4] *Mem. de l'Acad.* X, с. 293.

В предыдущем году (*Mem. de l'Acad.* IX, с. 114) Коши утверждал, что уравнения упругости в случае с одноосными кристаллами приводят к волновой поверхности, двумя листами которой являются сфера и сфероид, как в теории Гюйгенса.

параллельно оси z. Точно так же, когда волновой фронт параллелен плоскости zx, скорость должна равняться $(h + H)^{1/2}$, если колебание распространяется параллельно оси x, и $(f + H)^{1/2}$, когда оно распространяется параллельно оси z. Когда волновой фронт параллелен плоскости xy, скорость должна быть $(g + I)^{1/2}$, если колебание распространяется параллельно оси x, и $(f + I)^{1/2}$, если оно распространяется параллельно оси y.

Из опытов известно, что скорость луча, поляризованного параллельно одной из рассматриваемых плоскостей, одинакова, независимо от того, распространяется ли свет вдоль одной или вдоль другой оси в этой плоскости. Таким образом, если принять, что колебания, которые составляют свет, распространяются параллельно плоскости поляризации, мы должны получить

$$f + H = f + I, \quad g + I = g + G, \quad h + H = h + G;$$

или

$$G = H = I.$$

Это допущение сделано в научном труде 1830 года; основанная на нем теория широко известна как *первая теория Коши*[1]; и поскольку все давления равновесия G, H, I равны, их принимают равными нулю.

С другой стороны, если сделать альтернативное допущение о том, что колебания эфира распространяются перпендикулярно плоскости поляризации, получим

$$h + H = g + I, \quad f + I = h + G, \quad g + G = f + H;$$

теория, основанная на этом допущении, известна как *вторая теория Коши*; она была опубликована в 1836 году[2].

В обеих теориях Коши накладывает условие, что сечение двух листов волновой поверхности любой из координатных плоскостей должно представлять собой круг и эллипс, как в теории Френеля; отсюда следуют три условия:

$$3bc = f(b + c + f); \quad 3ca = g(c + a + g); \quad 3ab = h(a + b + h).$$

---

[1]Уравнения и результаты первой теории Коши в оптике кристаллов были вскоре независимо получены Францем Эрнстом Нейманом (1798–1895); см. *Ann. d. Phys.* XXV (1832), с. 418, перепечатанная под №76 в работе Оствальда *Klassiker der exakten Wissenschaften*, с примечаниями А. Вангерина.

[2]*Comptes Rendus*, II (1836), с. 341; *Mem. de l'Acad.* XVIII (1839), с. 153.

Таким образом, в первой теории мы имеем эти условия на
с уравнениями

$$G = 0, \quad H = 0, \quad I = 0,$$

выражающими тот факт, что в покоящемся эфире отсутствует
стояние давления, а колебания эфира распространяются паралле
плоскости поляризации. Во второй теории мы имеем три пе
уравнения плюс

$$f - G = g - H = h - I;$$

причем плоскостью поляризации считается плоскость, перпенд
лярная направлению распространения колебаний эфира.

Любая теория Коши довольно хорошо объясняет явления
тики кристаллов; но волновая поверхность (или, скорее, два е
ста, соответствующие почти поперечным волнам) не совсем
жа на поверхность Френеля. В обеих теориях труднопреодоли
сложность представляет существование третьей волны, образова
почти продольными колебаниями. Сам Коши предвидел, что с
ствование этих колебаний будет, в конечном итоге, подтверж
опытным путем, и в одном месте[1] высказал предположение о
что они, возможно, имеют тепловую природу. Другой аргумент
тив теории Коши состоит в том, что отношения между постоянн
видимо, не имеют простого физического смысла, и постоянные,
видно, были приняты с единственной целью: согласовать фор
с результатами опыта. Дальнейшие осложнения появятся, когд
последовательно будем сравнивать свойства, которые приписы
эфиру в оптике кристаллов, с теми свойствами, которые необхо
постулировать, чтобы объяснить отражение и преломление.

Последнюю задачу вскоре стал решать Коши, причем его
следования были опубликованы[2] фактически в том же самом
(1830), когда были опубликованы и первые его теории, связанн
оптикой кристаллов.

В начале любой работы по преломлению необходимо ука
причину существования показателей преломления, например,
нение скорости света в различных телах. Гюйгенс, как мы уже
дели, предположил, что прозрачные тела состоят из твердых ча
которые взаимодействуют с материей эфира, изменяя его упруг
В своих ранних работах[3] Коши неизменно придерживался этого

[1] *Mem. de l'Acad.* XVIII (1839, опубликован в 1842 г.), с. 153.

[2] *Bull. des Sciences Math.* XIV (1830), с. 6.

[3] Впоследствии, как мы увидим, он изменил свои взгляды на этот предмет.

правления, допуская, что плотность ρ эфира одинакова во всех средах, а его жесткость n различна в различных средах.

Примем, что ось x перпендикулярна поверхности раздела сред, а ось z параллельна линии пересечения этой поверхности раздела с падающим волновым фронтом. Предположим, что падающее колебание распространяется перпендикулярно плоскости падения, так что его можно представить как

$$e_z = f\Big(-x\cos i - y\sin i + \sqrt{\frac{n}{\rho}}t\Big),$$

где i — угол падения. Отраженную волну можно представить как

$$e_z = F\Big(x\cos i - y\sin i + \sqrt{\frac{n}{\rho}}t\Big),$$

а преломленную волну как

$$e_z = f_1\Big(-x\cos r - y\sin r + \sqrt{\frac{n'}{\rho}}t\Big),$$

где r — угол преломления, а n' — жесткость второй среды.

Чтобы удовлетворить условиям на поверхности отражения, Коши принял (без указания причин), что составляющие давления в плоскости xy, x и y, равны в средах по обе стороны поверхности раздела. Это означает, что в данном случае величины

$$n\frac{\partial e_z}{\partial x} \quad \text{и} \quad n\frac{\partial e_z}{\partial y}$$

должны быть непрерывны по всей поверхности раздела; итак, мы имеем

$$n\cos i\cdot(f' - F') = n'\cos r\cdot f_1'; \quad n\sin i\cdot(f' + F') = n'\sin r\cdot f_1'.$$

Исключая f_1', имеем

$$\frac{F'}{f'} = \frac{\sin(r-i)}{\sin(r+i)}.$$

Итак, мы получили закон синусов Френеля для отношения интенсивностей отраженного и падающего лучей; кроме того, известно, что этот закон применим к свету, который поляризуется в плоскости, параллельной плоскости падения. Таким образом, Коши пришел к выводу, что для того чтобы удовлетворить известным фактам отражения и преломления, следует считать, что колебания эфира происходят перпендикулярно плоскости поляризации света.

Точно так же он исследовал и случай, когда колебания происходят в плоскости падения. Было определено, что закон тангенсов Френеля можно получить, допуская, что e_x и нормальное давление на поверхности раздела сред равны в двух смежных средах.

Выдвинутая таким образом теория была загромождена множеством сложностей. Во-первых, отождествление плоскости поляризации с плоскостью, перпендикулярной направлению колебаний, противоречило единственной теории оптики кристаллов, которую к тому времени опубликовал Коши. Во-вторых, не было причин, по которым на поверхности раздела можно было бы выбрать те или иные условия. Очевидно, что выбирая эти конкретные условия, Коши руководствовался желанием обеспечить выполнение закона синусов и тангенсов Френеля; однако полученные им результаты не согласуются с истинными граничными условиями, которые позднее дал Грин.

Вероятно, результаты теории отражения имеют много общего с решением, которое принял Коши[1]: отказаться от первой теории оптики кристаллов в пользу второй. После 1836 года он стойко придерживался мнения о том, что колебания эфира происходят перпендикулярно плоскости поляризации. В том же году он сделал другую попытку создать удовлетворительную теорию отражения[2], основанную на только что упомянутом допущении и на следующих граничных условиях: на поверхности раздела двух сред $\operatorname{rot}\mathbf{e}$ должен быть непрерывным и (принимая, что ось x перпендикулярна поверхности раздела) $\partial e_x/\partial x$ тоже должна быть непрерывной.

И опять мы не находим удовлетворительных причин выбора граничных условий; и поскольку непрерывность самого $\mathbf{e}$ на поверхности раздела не входит в выбранные условия, очевидно, что они открыты для критики. Однако они ведут к уравнениям синусов и тангенсов Френеля, которые правильно выражают реальное поведение света[3]. Коши замечает, что для их доказательства необходимо отказаться от его ранней теории о том, что плотность эфира одинакова во всех материальных телах.

---

[1]*Comptes Rendus*, II (1836), с. 341.

[2]*Comptes Rendus*, II (1836), с. 341: «Mémoire sur la dispersion de la lumière» (*Nouveaux exercices de Math.* [1836], с. 203).

[3]Этим граничным условиям Коши фактически удовлетворяет электрическая сила в электромагнитной теории света. Непрерывность $\operatorname{rot}\mathbf{e}$ эквивалентна непрерывности магнитного вектора на поверхности раздела, а непрерывность $\partial e_x/\partial x$ приводит к тому же уравнению, что и непрерывность составляющей электрической силы в направлении пересечения поверхности раздела с плоскостью падения.

Следует отметить, что ни в этой, ни в более ранней теории отражения Коши не возникает проблем, связанных с появлением продольных волн при отражении поперечной волны. Причина этого проста: он принимает, что граничных условий всего четыре, и всем им можно удовлетворить, вводя только поперечные колебания.

Эти черты выявляют слабость метода, который использует Коши при решении этой задачи. Его цель заключалась в том, чтобы вывести свойства света из теории колебаний упругих твердых тел. В самом начале в его распоряжении были дифференциальные уравнения движения твердого тела, которые должны были стать его отправной точкой, и уравнения Френеля, которые ему нужно было получить. Осталось только добавить граничные условия на поверхности раздела, необходимые для исследования отражения, и отношения между упругими постоянными твердого тела, необходимые в оптике кристаллов. Видимо, Коши рассматривал этот вопрос исключительно с аналитической точки зрения. Если даны конкретные дифференциальные уравнения, какие дополнительные условия следует к ним добавить, чтобы получить данный аналитический результат? Если задачу сформулировать в такой форме, то она допускает больше одного решения, а потому неудивительно, что за 10 лет великий французский математик создал две различные теории оптики кристаллов и три различные теории отражения[1], причем почти все они дают правильные или почти правильные конечные формулы, но при этом абсолютно не согласуются друг с другом, содержат ошибочные граничные условия и невероятные отношения между упругими постоянными.

Теории Коши напоминают теории Френеля тем, что постулируют несуществующие типы упругого твердого тела и не предлагают доказательства их динамических свойств. Это же возражение, хотя и в меньшей степени, применимо к исходной форме теории отражения и преломления, которую примерно в это же время[2] почти одновре-

[1]Об одной еще будет сказано.

[2]Основные принципы этой теории были опубликованы МакКулагом в *Brit. Assoc. Rep.*, 1835; а ее результаты были приведены в *Phil. Mag.* X (янв. 1837 г.) и в *Proc. Roy. Irish Acad.* XVIII, янв. 1837 г.; ср. труд Гамильтона о МакКулаге в *Proc. R. S.*, V (1847), с. 712. Научный труд Неймана был представлен Берлинской Академии наук в конце 1835 г. и опубликован в 1837 г. в *Abh. Berl. Ak. aus dem Jahre 1835, Math. Klasse*, с. 1. В отношении публикации приоритет, казалось бы, принадлежит МакКулагу, но есть причины полагать, что первым это открытие сделал Нейман, который получил эти уравнения до того, как их сообщили Берлинской Академии наук.

менно открыли Джеймс МакКулаг (1809–47) из Тринити Колледжа в Дублине и Франц Нейман (1798–1895) из Кенигсберга. Заслуга этих двух авторов состоит в распространении законов отражения на кристаллическую среду; однако принципы этой теории первоначально были получены для более простого случая изотропной среды, на котором мы сейчас остановимся более подробно.

МакКулаг и Нейман понимали, что самым серьезным недостатком теории Френеля была ее неспособность обеспечить непрерывность нормальной составляющей смещения на поверхности раздела двух сред; очевидно, что непрерывность этой составляющей не может существовать ни в одной истинной теории упругого твердого тела, поскольку это означало бы, что две среды не контактируют друг с другом. В качестве основного допущения они предположили, что все три составляющие смещения должны быть непрерывны на поверхности раздела, и обнаружили, что закон синусов и закон тангенсов можно согласовать с этим условием, только если допустить, что колебания эфира параллельны плоскости поляризации: соответственно они приняли это допущение. Вместо трех оставшихся истинных граничных условий они использовали всего одно уравнение, полученное в результате допущения о том, что поперечные падающие волны порождают только поперечные отраженные и преломленные волны, и что для них остается в силе принцип сохранения энергии: т. е. если массы эфира, приведенные в движение, умножить на квадраты амплитуд колебания, то эти произведения одинаковы как до, так и после падения. Безусловно, этим же методом пользовался ранее Френель; однако следует заметить, что этот принцип не применим к обыкновенному упругому твердому телу, поскольку в таком теле преломленная и отраженная энергия частично уносится продольными волнами.

Чтобы получить законы синусов и тангенсов, МакКулаг и Нейман сочли необходимым принять, что инерция светоносной среды повсюду одинакова и что эта среда ведет себя по-разному в разных субстанциях из-за разной ее упругости. Тогда эти законы можно вывести почти так же, как и в предыдущих исследованиях Френеля и Коши.

Несмотря на то, что теория МакКулага и Неймана была весьма прогрессивна в том, что касается вопроса о непрерывности смещения на поверхности раздела, она вряд ли выказала слишком большое превосходство над квазимеханическими теориями их предшественников. Действительно, даже сам МакКулаг явно не претендовал на

то, чтобы его теорию в той форме, в которой она к тому времени находилась, рассматривали как окончательное объяснение свойств света. «Если нас спросят, — писал он, — какими причинами можно обосновать гипотезы, на которых основана предшествующая теория, мы не сумеем дать удовлетворительный ответ. Мы вынуждены признать, что за исключением закона *кинетической энергии*, гипотезы — это всего лишь удачные догадки. Весьма вероятно, что эти догадки правильны, так как они привели к изящным законам, которые полностью подтверждаются на практике; но это все, что мы можем утверждать о них. Мы не можем пытаться вывести их из первых принципов, потому что в теории света такие принципы еще нужно найти. Несомненно, что свет производится волнами, которые распространяются, с поперечными колебаниями, через высокоупругий эфир; но строение этого эфира и законы его связи (если таковая существует) с частицами тел неизвестны».

Необходимое преобразование теории отражения упругого твердого тела осуществил Грин в работе[1], которую он зачитал Кембриджскому философскому обществу в декабре 1837 года. Грин, не будучи таким сильным аналитиком, как Коши, превосходил его в отношении физического понимания. Вместо того чтобы создавать уравнения граничных условий с целью быстрого получения формул синусов и тангенсов Френеля, он начал работать над определением условий, которые действительно удовлетворяются на поверхности раздела реальных упругих тел.

Эти условия он получил, используя общие принципы динамики. В изотропной среде, которая находится в состоянии натяжения, потенциальная энергия, приходящаяся на единицу объема, из-за состояния напряжения равна

$$\varphi = \frac{1}{2}\left(k + \frac{4}{3}n\right)\left(\frac{\partial e_x}{\partial x} + \frac{\partial e_y}{\partial y} + \frac{\partial e_z}{\partial z}\right)^2 +$$
$$+\frac{1}{2}n\left\{\left(\frac{\partial e_z}{\partial y}+\frac{\partial e_y}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial e_x}{\partial z}+\frac{\partial e_z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial e_y}{\partial x}+\frac{\partial e_x}{\partial y}\right)^2-4\frac{\partial e_y}{\partial y}\frac{\partial e_z}{\partial z}-\right.$$
$$\left.-4\frac{\partial e_z}{\partial z}\frac{\partial e_x}{\partial x}-4\frac{\partial e_x}{\partial x}\frac{\partial e_y}{\partial y}\right\},$$

где $\mathbf{e}$ — смещение, k и n — две уже введенные упругие постоянные.

[1] *Trans. Camb. Phil. Soc.* VII (1838), стр. 1, 113; Грин *Math. Papers*, с. 245.

Подставляя это значение φ в общее вариационное уравнение

$$\iiint \rho\left\{\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2}\delta e_x + \frac{\partial^2 e_y}{\partial t^2}\delta e_y + \frac{\partial^2 e_z}{\partial t^2}\delta e_z\right\} dx\,dy\,dz = \\ = -\iiint \delta\varphi\,dx\,dy\,dz,$$

(где ρ обозначает плотность), можно вывести уравнение движения.

Однако этот метод дает не только уравнение движения

$$\rho\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = -\left(k + \frac{4}{3}n\right)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{e} - n\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{e};$$

или

$$\rho\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = -\left(k + \frac{1}{3}n\right)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{e} + n\nabla^2\mathbf{e},$$

которое уже получил Коши, он также дает граничные условия, которым нужно удовлетворить на поверхности раздела двух контактирующих упругих сред. Эти условия, как подсказывает физическая интуиция, состоят в том, что три составляющие смещения[1] и три составляющие давления на поверхности раздела должны быть равными в двух средах. Если ось x нормальна к поверхности раздела, то три последние величины равны

$$\left(k - \frac{2}{3}n\right)\operatorname{div}\mathbf{e} + 2n\frac{\partial e_x}{\partial x}, \quad n\left(\frac{\partial e_z}{\partial x} + \frac{\partial e_x}{\partial z}\right) \quad \text{и} \quad n\left(\frac{\partial e_x}{\partial y} + \frac{\partial e_y}{\partial x}\right).$$

Получив таким образом правильные граничные условия, несложно исследовать отражение и преломление падающей волны с помощью метода Френеля и Коши. Грин обнаружил, что, если колебание молекул эфира происходит перпендикулярно плоскости падения, то интенсивность отраженного света подчиняется закону синусов Френеля, если принять, что жесткость n одинакова для всех сред, а инерция ρ изменяется в зависимости от среды. Поскольку известно, что закон синусов является истинным для света, поляризованного в плоскости падения, вывод Грина подтвердил гипотезу Френеля о том, что колебания происходят перпендикулярно плоскости поляризации и что оптическая разность сред вызвана разной плотностью эфира, который в них находится.

[1]Три первых условия являются, конечно, не динамическими, а геометрическими.

Теперь Грину осталось лишь исследовать случай, когда падающий свет поляризуется перпендикулярно плоскости падения, так что частицы эфира движутся параллельно линии пересечения плоскости падения с фронтом волны. В этом случае удовлетворить всем шести граничным условиям можно только в том случае, если принять, что продольные колебания возникают под действием отражения. Если принять за плоскость падения плоскость yz, а за поверхность раздела — плоскость xy, падающую волну можно представить уравнениями

$$e_y = A\frac{\partial}{\partial z}f(t + lz + my); \quad e_z = -A\frac{\partial}{\partial y}f(t + lz + my);$$

откуда

$$l = \sqrt{\frac{\rho_1}{n}}\cos i, \quad m = -\sqrt{\frac{\rho_1}{n}}\sin i,$$

где i — это угол падения. Имеется также поперечная отраженная волна

$$e_y = B\frac{\partial}{\partial z}f(t - lz + my); \quad e_z = -B\frac{\partial}{\partial y}f(t - lz + my);$$

и поперечная преломленная волна

$$e_y = C\frac{\partial}{\partial z}f(t + l_1z + my); \quad e_z = -C\frac{\partial}{\partial y}f(t + l_1z + my),$$

откуда, поскольку скорость поперечных волн во второй среде равна $\sqrt{n/\rho_2}$, мы можем найти l_1 из уравнения

$$l_1^2 + m^2 = \frac{\rho_2}{n}.$$

Кроме того, имеется продольная отраженная волна,

$$e_y = D\frac{\partial}{\partial y}f(t - \lambda z + my); \quad e_z = D\frac{\partial}{\partial z}f(t - \lambda z + my),$$

где λ определяется уравнением

$$\lambda^2 + m^2 = \frac{\rho_1}{k_1 + \frac{4}{3}n};$$

и продольная преломленная волна

$$e_y = E\frac{\partial}{\partial y}f(t+\lambda_1 z+my);\quad e_z = E\frac{\partial}{\partial z}f(t+\lambda_1 z+my),$$

где λ_1 определяется как

$$\lambda_1^2+m^2=\frac{\rho_2}{k_2+\frac{4}{3}n}.$$

Подставляя эти значения вместо смещения в уравнения для граничных условий, мы получаем уравнения, определяющие интенсивность отраженных и преломленных волн; в частности, очевидно, что амплитуда преломленной поперечной волны выражается уравнением

$$\frac{A-B}{A+B}=\frac{l_1\rho_1}{l\rho_2}+\frac{m^2}{l}\frac{(\rho_1-\rho_2)^2}{\rho_2(\lambda\rho_2+\lambda_1\rho_1)}.$$

Если упругие постоянные среды таковы, что скорости распространения продольных волн — величины того же порядка, что и скорости распространения поперечных волн, направляющие косинусы продольных отраженных и преломленных волн в общем случае будут иметь вещественные значения, и эти лучи будут уносить часть энергии, приносимой падающей волной на поверхность раздела. Грин избежал этой сложности, приняв предположения Френеля о том, что сопротивление эфира сжатию может быть очень большим по сравнению с его сопротивлением деформации, как это происходит в случае с веществами, подобными студню и каучуку. В этом случае продольные волны разрушаются почти так же, как разрушается поперечный преломленный луч при полном внутреннем отражении, а потому они не уносят энергию. При таком допущении величины k_1 и k_2 очень велики, величины λ и λ_1 имеют значение $m\sqrt{-1}$, и мы имеем

$$\frac{A-B}{A+B}=\frac{l_1\rho_1}{l\rho_2}-\frac{m}{l}\frac{(\rho_1-\rho_2)^2}{\rho_2(\rho_1+\rho_2)}\sqrt{-1}.$$

Таким образом, мы получаем

$$\left|\frac{B}{A}\right|^2=\frac{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}+1\right)^2\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}-\frac{l_1}{l}\right)^2+\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}-1\right)^4\frac{m^2}{l^2}}{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}+1\right)^2\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}+\frac{l_1}{l}\right)^2+\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}-1\right)^4\frac{m^2}{l^2}}.$$

Это выражение представляет собой отношение интенсивности поперечной отраженной волны к интенсивности падающей волны. Оно не согласуется с формулой тангенсов Френеля; по этой причине, а также из-за того (как мы увидим), что эта теория отражения не совсем согласуется с теорией упругого твердого тела в оптике кристаллов, следует сделать вывод, что колебания упругого твердого тела Грина не являются точной параллелью колебаний, составляющих свет.

Успешные, с точки зрения динамики, исследования Грина, с помощью которых он все же не смог объяснить вышеупомянутые детали, стимулировали МакКулага к новым изысканиям. Он сумел поставить свою собственную, безупречную в том, что касается соответствия опытам в области оптики, теорию на прочную динамическую основу, тем самым согласовывая теории света и динамики, о чем со времен Декарта мечтал каждый физик.

Характерной чертой исследования МакКулага[1], которое было представлено Ирландской Королевской Академии наук в 1839 году, является введение нового типа упругих твердых тел. Из результатов, полученных Грином, МакКулаг заключил, что оптические явления невозможно объяснить удовлетворительно, если сравнивать эфир с упругим твердым телом обыкновенного типа, которое сопротивляется сжатию и деформации. Тогда он решил, что единственное, что можно предпринять в данной ситуации — это создать среду, которая соответствовала бы динамическим законам так же строго, как и упругое твердое тело Грина, но при этом обладала бы особыми свойствами, отвечающими требованиям теории света. Именно такую среду он и описал.

Если, как и ранее, обозначить через $\mathbf{e}$ вектор смещения точки среды из положения равновесия, ясно, что вектор $\mathrm{rot}\,\mathbf{e}$ обозначает двойное вращение части твердого тела вблизи точки (x, y, z) из ее положения равновесия. В обыкновенном упругом твердом теле потенциальная энергия натяжения зависит исключительно от изменения размера и формы объемных элементов, и фактически, от их сжатия и деформации. Для новой среды МакКулага, с другой стороны, потенциальная энергия зависит только от *вращения* объемных элементов.

Поскольку считается, что покоящаяся среда не находится в состоянии напряжения, потенциальная энергия единицы объема долж-

[1] *Trans. Roy. Irish Acad.* XXI (1848), с. 17; МакКулаг *Coll. Works*, с. 145.

на быть квадратичной функцией производных от $\mathbf{e}$; так что в изотропной среде эта величина φ должна быть сформирована из единственного инварианта, который зависит только от вращения и квадратичен относительно производных, то есть из $(\operatorname{rot}\mathbf{e})^2$. Таким образом, можно записать:

$$\varphi = \frac{1}{2}\mu\left\{\left(\frac{\partial e_z}{\partial y} - \frac{\partial e_y}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial e_x}{\partial z} - \frac{\partial e_z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial e_y}{\partial x} - \frac{\partial e_x}{\partial y}\right)^2\right\},$$

где μ — константа.

Теперь необходимо определить уравнение движения, как в случае с эфиром Грина, из вариационного уравнения

$$\iiint \rho\left\{\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2}\delta e_x + \frac{\partial^2 e_y}{\partial t^2}\delta e_y + \frac{\partial^2 e_z}{\partial t^2}\delta e_z\right\} dx\, dy\, dz = \\ = -\iiint \delta\varphi\, dx\, dy\, dz;$$

в результате находим

$$\rho\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = -\mu \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{e}.$$

Из этого уравнения ясно, что если $\operatorname{div}\mathbf{e}$ изначально равна нулю, то она всегда будет равна нулю; допустим, что как раз этот случай имеет место, и в среде не существует продольных волн. Таким образом устраняется одна из самых больших сложностей, которые отягощают теории упругого твердого тела.

Теперь уравнение движения можно записать как

$$\rho\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = \mu\nabla^2\mathbf{e},$$

из чего видно, что поперечные волны распространяются со скоростью $\sqrt{\mu/\rho}$.

Из вариационного уравнения можно также определить граничные условия, которым необходимо удовлетворить на поверхности раздела двух сред. Эти условия заключаются в том, что три составляющие $\mathbf{e}$ и две составляющие $\mu\operatorname{rot}\mathbf{e}$, параллельные поверхности раздела сред, должны быть непрерывны на всей этой поверхности. Одно из этих пяти условий, а именно: условие непрерывности нормальной составляющей $\mathbf{e}$, — действительно зависит от других четырех;

поскольку если взять ось x перпендикулярно поверхности раздела, уравнение движения дает

$$\rho\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} = -\frac{\partial}{\partial y}(\mu \operatorname{rot}\mathbf{e})_z + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \operatorname{rot}\mathbf{e})_y,$$

и, поскольку величины ρ, $(\mu \operatorname{rot}\mathbf{e})_z$ и $(\mu \operatorname{rot}\mathbf{e})_y$ непрерывны на всей поверхности раздела, то из этого следует непрерывность $\partial^2 e_x/\partial t^2$. Таким образом, независимыми граничными условиями в теории МакКулага являются только непрерывность тангенциальных составляющих $\mathbf{e}$ и $\mu \operatorname{rot}\mathbf{e}$.[1] Легко увидеть, что эти условия эквивалентны граничным условиям, использованным в более ранней теории МакКулага, а именно: уравнению *кинетической энергии* и непрерывности трех составляющих $\mathbf{e}$, таким образом, «вращательно упругий» эфир в этой научной работе предоставляет динамическую основу для научного труда 1837 года.

Распространить эти условия на кристаллическую среду можно, допустив, что потенциальная энергия единицы объема относительно главных осей имеет форму

$$A\Big(\frac{\partial e_z}{\partial y} - \frac{\partial e_y}{\partial z}\Big)^2 + B\Big(\frac{\partial e_x}{\partial z} - \frac{\partial e_z}{\partial x}\Big)^2 + C\Big(\frac{\partial e_y}{\partial x} - \frac{\partial e_x}{\partial y}\Big)^2,$$

где A, B, C — три постоянные, определяющие оптическое поведение среды. Несложно увидеть, что волновая поверхность является поверхностью Френеля и что плоскость поляризации включает смещение и расположена перпендикулярно вращению.

Работа Маккулага вызвала сомнения как у современных ему специалистов по математической физике, так и у специалистов следующего поколения, и можно сказать, что она получила должную оценку только через 40 лет, когда внимание к ней привлек Фитцджеральд. Однако нет сомнения в том, что МакКулаг действительно изобрел среду, колебания которой, вычисленные по правильным

[1]Уравнения МакКулага легко можно интерпретировать в рамках электромагнитной теории света (см. гл. VIII и IX этой книги): $\mathbf{e}$ соответствует магнитной силе, $\mu \operatorname{rot}\mathbf{e}$ — электрической силе, а $\operatorname{rot}\mathbf{e}$ — электрическому смещению. Так это интерпретировал Хевисайд в *Electrician*, XXVI (1891), с. 360; лорд Кельвин рассматривал вращение как аналог магнитной силы. Хевисайд рассуждал следующим образом: пусть $\mathbf{E}$ — крутящий момент. Тогда сила — это $-\operatorname{rot}\mathbf{E}$, тогда уравнение движения: $-\operatorname{rot}\mathbf{E} = \mu\dfrac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$, если $\mathbf{H}$ — скорость, а μ — плотность. Кроме того, крутящий момент пропорционален вращению, поэтому $\operatorname{rot}\mathbf{H} = c\dfrac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, где c — величина, обратная квазижесткости. Все это электромагнитные уравнения.

законам динамики, должны обладать теми же свойствами, что и колебания света.

Причина, по которой многие не решались принять вращательно упругий эфир, возникала, главным образом, из желания получить любой понятный пример тела, наделенного подобным свойством. Эту сложность в 1889 году устранил сэр Уильям Томсон (лорд Кельвин), который придумал механические модели, обладающие вращательной упругостью[1]. Допустим, например[2], что некая конструкция состоит из сфер, причем каждая сфера находится в центре тетраэдра, образованного четырьмя ближайшими сферами. Пусть каждая сфера соединяется с четырьмя соседними жесткими стержнями, на концах которых находятся сферические колпачки для свободного скольжения стержней по сферам. Подобная конструкция при небольших деформациях ведет себя как абсолютно несжимаемая жидкость. Теперь прикрепим к каждому стержню пару гироскопически установленных маховиков, которые вращаются с равными и противоположно направленными угловыми скоростями, причем их оси расположены на одной линии со стержнем. Необходима пара сил, чтобы удерживать такой стержень в состоянии покоя в любом положении, находящемся под непрямым углом к первоначальному положению, и вся конструкция в целом будет обладать тем видом квазиупругости, который впервые придумал МакКулаг.

Это частное представление несовершенно, поскольку, если бы модель получала невращательную деформацию, то для поддержании ее в состоянии равновесия понадобилась бы система сил. Затем лорд Кельвин изобрел еще одну конструкцию, в которой данный недостаток отсутствовал[3].

Работа Грина стала стимулом не только для МакКулага, но и для Коши, который теперь (в 1839 г.) опубликовал третью теорию отражения[4]. Видимо, она появилась из-за высказывания Грина[5] о том, что появления продольной волны можно избежать двумя спо-

---

[1]У. Томсон был, по словам Хевисайда, «человеком с механическим складом ума, и не мог принять какой-либо эфир, не создав его модели» (Хевисайд *Electromagnetic Theory*, III, с. 479).

[2]*Comptes Rendus*, CIX (16 сент. 1889 г.), с. 453; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, III, с. 466.

[3]*Proc. R. S. Edin.* XVII (17 марта 1890 г.), с. 127: Кельвин *Math. and Phys. Papers*, III, с. 468.

[4]*Comptes Rendus*, IX (25 нояб. 1839 г.). с. 676; и (2 дек. 1839 г.), с. 726.

[5]Грин *Math. Papers*, с. 246.

собами, а именно: допуская, что ее скорость бесконечно велика или что она бесконечно мала. Грин отказался от последнего варианта и принял первый, основываясь на том, что если бы сжимаемость среды была отрицательной (какой она должна быть при отсутствии скорости продольных волн), то равновесие среды было бы неустойчивым. Коши, даже не пытаясь устранить недостаток теории Грина, начал изучать среду, упругие постоянные которой связаны уравнением

$$k + \frac{4}{3}n = 0,$$

таким образом, продольные колебания имеют нулевую скорость. Коши показал, что, если допустить, что колебания эфира происходят перпендикулярно плоскости поляризации, и принять, что твердость эфира одинакова во всех средах, отраженный луч будет подчиняться закону синусов и тангенсов Френеля. Чтобы получить такой результат, он принял следующие граничные условия: непрерывность смещения $\mathbf{e}$ и его производной $\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial x}$, где ось x перпендикулярна поверхности раздела[1]. Такие граничные условия не являются истинными для упругих твердых тел в общем случае; но в частном случае, который мы сейчас рассматриваем, где твердость двух сред одинакова, они дают те же самые уравнения, что и условия, правильно данные Коши.

Эфир третьей теории отражения Коши вполне достоин некоторого более глубокого изучения. Он, в основном, известен как *сжимающийся* или *неустойчивый*[2] эфир. Этими названиями эфир обязан Уильяму Томсону (лорду Кельвину, 1824–1907), который исследовал его много лет спустя[3]. Этот эфир можно определить как упругую среду с (отрицательной) сжимаемостью, которая необходима, чтобы обеспечить нулевую скорость продольной волны. Это означает, что для того чтобы произвести какое-либо малое невращательное возмущение среды, не требуется никакой работы. Примером служит однородная пена, не содержащая воздух и удерживаемая от рассеивания сосудом, в котором она находится.

---

[1] *Comptes Rendus*, X (2 мар. 1840 г.), с. 347; XXVII (1848), с. 621; XXVIII (1849), с. 25. *Mem. de l'Acad.* XXII (1848), стр. 17, 29.

[2] *Неустойчивый* или *нейтральный* — термин, который используют для равновесия, подобного равновесию твердого тела на идеально ровной горизонтальной плоскости.

[3] *Phil. Mag.* XXVI (1888), с. 414.

Как мы видели, Коши не пытался опровергнуть возражение Грина о том, что такая среда была бы неустойчивой; но, как заметил Томсон, было доказано, что каждое возможное бесконечно малое движение среды, согласно элементарной динамике предмета, можно разложить на сосуществующие волновые движения. Тогда, если волновое движение каждого из двух типов распространяется с реальной скоростью, равновесие должно быть устойчивым при условии, что среда либо расширяется в неограниченном пространстве, либо содержится в стационарном ограничивающем сосуде.

Если допустить, что светоносная среда обладает одной и той же твердостью во всех телах, то условия, которым нужно удовлетворить на поверхности раздела сред, сводятся к непрерывности смещения $\mathbf{e}$, тангенциальных составляющих $\operatorname{rot}\mathbf{e}$ и скалярной величины $(k + \frac{4}{3}n)\operatorname{div}\mathbf{e}$ на поверхности раздела.

Итак, мы видим, что при падении поперечной волны на поверхность раздела она вызывает, в общем случае, отраженную и преломленную волны как поперечного, так и продольного типа. В случае сжимающегося эфира, для которого скорость распространения продольных волн очень мала, обыкновенное построение преломленных волн показывает, что отраженные и преломленные продольные волны будут распространяться почти перпендикулярно поверхности раздела сред. Таким образом, продольные волны влияют только на ту составляющую смещения, которая расположена нормально к поверхности раздела, но не влияют на тангенциальные составляющие; другими словами, тангенциальными составляющими смещения на поверхности раздела являются только те составляющие, которые возникают из-за трех поперечных волн: падающей, отраженной и преломленной. Более того, продольные волны вообще не влияют на $\operatorname{rot}\mathbf{e}$; и следовательно, в сжимающемся эфире условия непрерывности тангенциальных составляющих $\mathbf{e}$ и $n\operatorname{rot}\mathbf{e}$ на поверхности раздела удовлетворяются отдельно взятой растягивающей частью возмущения. Условию непрерывности составляющей $\mathbf{e}$, нормальной к поверхности раздела, невозможно удовлетворить только отдельно взятой растягивающей частью возмущения, но можно удовлетворить, если взять растягивающую и сжимающую части возмущения вместе.

Энергия, переносимая продольными волнами, бесконечно мала, как и можно было ожидать, поскольку для создания невращатель-

ного смещения не нужно совершать работу. Следовательно, в случае с этим эфиром поведение поперечных волн на поверхности раздела можно определить, вообще не рассматривая невращательную часть возмущения, с помощью условий сохранения энергии и непрерывности $\mathbf{e}$ и $n\,\mathrm{rot}\,\mathbf{e}$. Но, если отождествить эти поперечные волны со светом, допуская, что $\mathbf{e}$ смещается перпендикулярно плоскости поляризации света, и, более того, допуская, что твердость n одинакова во всех средах[1] (различия между средами зависят только от разной инерции ρ), мы получаем как раз допущения теории света Френеля; тогда из этого следует, что поперечные волны в неустойчивом эфире при отражении должны подчиняться законам синусов и тангенсов Френеля.

Большое преимущество неустойчивого эфира состоит в том, что он решает проблему обеспечения непрерывности нормальной составляющей смещения на поверхности раздела двух сред; световые волны, взятые сами по себе, не удовлетворяют этому условию непрерывности; но общее возмущение, состоящее из световых волн и невращательного возмущения, взятых вместе, ему удовлетворяет; причем это происходит без уноса части энергии невращательным возмущением[2].

Уильям Томсон (лорд Кельвин), который уделял огромное внимание неустойчивому эфиру, в одно время начал сомневаться в достоверности такого объяснения света[3]; поскольку при исследовании энергии, излучаемой колеблющимся твердым шаром, погруженным в бесконечный упруго-твердый эфир, он обнаружил, что в некоторых случаях, если бы эфир был неустойчивого типа, невращательные волны уносили бы значительную долю энергии. Однако эта сложность исчезла при наблюдении[4], что для выполнения законов Френеля достаточно, чтобы скорость невращательных волн в одной из двух сред была очень маленькой, тогда другую среду можно не рассматривать. Развивая эту идею, Томсон принял, что в пространстве, не заполненном весомой материей, эфир практически невозможно сжать силами, присущими световым волнам, но в пространстве, занимаемом жидкостями и твердыми телами, он обладает отрицательной сжимаемостью,

---

[1]Это условие в любом случае необходимо для устойчивости, как показал Р. Т. Глэйзбрук; ср. Томсон, *Phil. Mag.* XXVI, (1888), с. 500.

[2]Теорию света на основе неустойчивого эфира можно сравнить с электромагнитной теорией, интерпретируя смещение $\mathbf{e}$ как электрическую силу, а величину $\rho\mathbf{e}$ как электрическое смещение.

[3]*Baltimore Lectures* (изд. 1904), с. 214.

[4]Ibid. с. 411.

которая обеспечивает нулевую скорость продольных волн эфира в этих телах. Это допущение основывалось на концепции о том, что материальные атомы движутся в пространстве, не смещая эфир. Эта концепция, как заметил Томсон, противоречит старой аксиоме схоластов о том, что две разных части материи не могут одновременно занимать одно и то же пространство[1]. Он допустил, что атомы притягивают и отталкивают эфир, и вследствие этого, эфир сгущается или разрежается[2].

Год 1839, когда была опубликована динамическая теория света МакКулага и теория неустойчивого эфира Коши, также памятен появлением научного труда Грина по оптике кристаллов[3]. Этот труд фактически содержит две различные теории, которые соответственно напоминают первую и вторую теории Коши: в одной из них предполагается, что давления в невозмущенном состоянии эфира исчезают, а колебания эфира происходят параллельно плоскости поляризации света; в другой — считается, что начальные давления не исчезают, а колебания эфира происходят перпендикулярно плоскости поляризации. Эти два исследования в основном известны как первая и вторая теории оптики кристаллов Грина.

Однако обе теории имеют одну и ту же основу. Прежде всего Грин определил потенциальную энергию растянутого кристаллического твердого тела; в самом общем случае эта формула включает 27 постоянных или 21 при отсутствии начального давления[4]. Однако, если, как допускается здесь, среда обладает тремя плоскостями симметрии, расположенными перпендикулярно друг другу, то количество постоянных уменьшается до 12 или 9, если нет начального давления. Если за $\mathbf{e}$ обозначить смещение, то потенциальную энергию единицы объема можно записать как

[1]В восемнадцатом веке Мичелл и Бошкович пропагандировали доктрину о взаимном проникновении материи, т.е. о том, что две субстанции могут находиться в одном и том же месте, в одно и то же время, не исключая друг друга; ср. Пристли *History*, I, с. 392.

[2]Ср. *Baltimore Lectures*, стр. 413–14, 463 и Приложения А и Е. «Боюсь, что господина У. Т. излечит только полное опровержение его понимания функционирования эфира». (Фитцджеральд Хевисайду, 4 февр. 1889 г.) «Я состоял в длительной переписке с лордом Кельвином, и в своем последнем письме он говорит о том, что отказывается от всего, что когда-либо написал об эфире. Надеюсь, что ему еще улыбнется удача». (Фитцджеральд Хевисайду, 8 июня 1896 г.).

[3]*Trans. Cambridge Phil. Soc.* VII (1839), с. 121; Грин *Math. Papers*, с. 293.

[4]Поскольку однородная функция второй степени для 6 переменных содержит 21 член.

$$\varphi = G\frac{\partial e_x}{\partial x} + H\frac{\partial e_y}{\partial y} + I\frac{\partial e_z}{\partial z} +$$

$$+ \frac{1}{2}G\Big\{\Big(\frac{\partial e_x}{\partial x}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_y}{\partial x}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_z}{\partial x}\Big)^2\Big\} +$$

$$+ \frac{1}{2}H\Big\{\Big(\frac{\partial e_x}{\partial y}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_y}{\partial y}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_z}{\partial z}\Big)^2\Big\} +$$

$$+ \frac{1}{2}I\Big\{\Big(\frac{\partial e_x}{\partial z}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_y}{\partial z}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_z}{\partial z}\Big)^2\Big\} +$$

$$+ \frac{3}{2}a\Big(\frac{\partial e_x}{\partial x}\Big)^2 + \frac{3}{2}b\Big(\frac{\partial e_y}{\partial y}\Big)^2 + \frac{3}{2}c\Big(\frac{\partial e_z}{\partial z}\Big)^2 +$$

$$+ f'\frac{\partial e_y}{\partial y}\frac{\partial e_z}{\partial z} + g'\frac{\partial e_x}{\partial x}\frac{\partial e_z}{\partial z} + h'\frac{\partial e_x}{\partial x}\frac{\partial e_y}{\partial y} +$$

$$+ \frac{1}{2}f\Big(\frac{\partial e_y}{\partial z} + \frac{\partial e_z}{\partial y}\Big)^2 + \frac{1}{2}g\Big(\frac{\partial e_z}{\partial x} + \frac{\partial e_x}{\partial z}\Big)^2 + \frac{1}{2}h\Big(\frac{\partial e_x}{\partial y} + \frac{\partial e_y}{\partial x}\Big)^2.$$

Тогда обычное вариационное уравнение

$$\iiint \rho\Big\{\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2}\delta e_x + \frac{\partial^2 e_y}{\partial t^2}\delta e_y + \frac{\partial^2 e_z}{\partial t^2}\delta e_z\Big\}\,dx\,dy\,dz =$$

$$= -\iiint \delta\varphi\,dx\,dy\,dz$$

дает дифференциальные уравнения движения, то есть:

$$\rho\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} = (a+G)\frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2} + (h+H)\frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} + (g+I)\frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x}\Big(a\frac{\partial e_x}{\partial x} + h\frac{\partial e_y}{\partial y} + g\frac{\partial e_z}{\partial z}\Big) + \frac{\partial}{\partial x}\Big(a\frac{\partial e_x}{\partial x} + h'\frac{\partial e_y}{\partial y} + g'\frac{\partial e_z}{\partial z}\Big),$$

и еще два подобных уравнения.

Эти уравнения отличаются от фундаментальных уравнений Коши тем, что они применимы к бо́льшему количеству случаев; поскольку считалось, что среда Коши состоит из точечных центров силы, притягивающих друг друга согласно некоторой функции расстояния; и, как мы видели, при этом методе построения существуют ограничения, из-за которых его нельзя применить для представления упругого твердого тела самого общего типа. Уравнения Коши

для кристаллических сред фактически точно аналогичны уравнениям, первоначально найденным Навье для изотропных сред, которые вместо двух упругих постоянных имеют всего одну.

Количество постоянных в вышеупомянутых уравнениях все еще больше трех, которые необходимы для точного определения свойств двуосного кристалла, и Грин начал работать над сокращением количества постоянных. С этой целью он предположил, что для двух волн из трех, фронт которых параллелен данной плоскости, колебание молекул эфира будет происходит точно в плоскости волны: другими словами, две волны из трех будут чисто растянутыми, а третья, соответственно, будет нормальным колебанием. Это условие дает пять зависимостей[1], которые можно записать как

$$a = b = c = \frac{1}{3}\mu; \quad f' = \mu - 2f; \quad g' = \mu - 2g; \quad h' = \mu - 2h;$$

где μ обозначает новую постоянную[2].

Таким образом, потенциальную энергию на единицу объема можно записать как

$$\varphi = G\frac{\partial e_x}{\partial x} + H\frac{\partial e_y}{\partial y} + I\frac{\partial e_z}{\partial z} + \frac{1}{2}G\Big\{\Big(\frac{\partial e_x}{\partial x}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_y}{\partial x}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial e_z}{\partial x}\Big)^2\Big\} +$$

[1]Как показал Грин, гипотеза о поперечности волн действительно подразумевает существование плоскостей симметрии, так что только эта гипотеза может дать 14 зависимостей между 21 постоянной, а 3 из 7 оставшихся постоянных можно устранить, изменяя оси; тогда останется только 4 постоянные.

[2]Впоследствии Барре де Сен-Венан (1797–1886), *Jornal de Math.* VII (1863), с. 399, показал, что если допустить, что начальные давления отсутствуют, то, чтобы волновая поверхность была поверхностью Френеля, оставшиеся девять постоянных a, b, c, f, g, h, f', g', h' должны удовлетворять следующим условиям

$$\begin{cases} (3b - f)(3c - f) = (f + f')^2, \\ (3c - g)(3a - g) = (g + g')^2, \\ (3a - h)(3b - h) = (h + h')^2, \\ (3a - g)(3b - h)(3c - f) + \\ \quad + (3a - h)(3b - f)(3c - g) = 2(f + f')(g + g')(h + h'). \end{cases}$$

Эти уравнения сводятся к уравнениям связи Грина, если принять дополнительно, что $b = c$.

Сен-Венан оспаривал обоснованность уравнений связи Грина, утверждая, что они справедливы только для изотропных тел. Об этом споре см. Р. Т. Глейзбрук, *Brit. Assoc. Report* (1885), с. 171, и Карл Пирсон в работе Тотхантера и Пирсона *History of Elasticity*, II, §147.

$$+\frac{1}{2}H\left\{\left(\frac{\partial e_x}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial e_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial e_z}{\partial y}\right)^2\right\}+$$

$$+\frac{1}{2}I\left\{\left(\frac{\partial e_x}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial e_y}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial e_z}{\partial z}\right)^2\right\}+$$

$$+\frac{1}{2}\mu\left(\frac{\partial e_x}{\partial x}+\frac{\partial e_y}{\partial y}+\frac{\partial e_z}{\partial z}\right)^2+\frac{1}{2}f\left\{\left(\frac{\partial e_y}{\partial z}+\frac{\partial e_z}{\partial y}\right)^2-4\frac{\partial e_y}{\partial y}\frac{\partial e_z}{\partial z}\right\}+$$

$$+\frac{1}{2}g\left\{\left(\frac{\partial e_z}{\partial x}+\frac{\partial e_x}{\partial z}\right)^2-4\frac{\partial e_z}{\partial z}\frac{\partial e_x}{\partial x}\right\}+$$

$$+\frac{1}{2}h\left\{\left(\frac{\partial e_x}{\partial y}+\frac{\partial e_y}{\partial x}\right)^2-4\frac{\partial e_x}{\partial x}\frac{\partial e_y}{\partial y}\right\}.$$

В этом пункте две теории оптики кристаллов Грина расходятся друг с другом. Согласно первой теории, начальные давления G, H, I равны нулю, так что

$$\varphi=\frac{1}{2}\mu\left(\frac{\partial e_x}{\partial x}+\frac{\partial e_y}{\partial y}+\frac{\partial e_z}{\partial z}\right)^2+\frac{1}{2}f\left\{\left(\frac{\partial e_y}{\partial z}+\frac{\partial e_z}{\partial y}\right)^2-4\frac{\partial e_y}{\partial y}\frac{\partial e_z}{\partial z}\right\}+$$

$$+\frac{1}{2}g\left\{\left(\frac{\partial e_z}{\partial x}+\frac{\partial e_x}{\partial z}\right)^2-4\frac{\partial e_z}{\partial z}\frac{\partial e_x}{\partial x}\right\}+$$

$$+\frac{1}{2}h\left\{\left(\frac{\partial e_x}{\partial y}+\frac{\partial e_y}{\partial x}\right)^2-4\frac{\partial e_x}{\partial x}\frac{\partial e_y}{\partial y}\right\}.$$

Это выражение содержит правильное число постоянных, а именно, четыре: три из них — это оптические постоянные двуосного кристалла, а одна (μ) — квадрат скорости распространения продольных волн. Определенно, что два листа волновой поверхности, соответствующие двум растянутым волнам, образуют волновую поверхность Френеля, а третий лист, соответствующий продольной волне, является эллипсоидом. Направления поляризации и скорости растянутых волн идентичны тем, которые задавал Френель, если допустить, что направление колебания частиц эфира параллельно плоскости поляризации; однако это последнее допущение, конечно же, не согласуется с теорией отражения и преломления Грина.

В своей второй теории Грин, как и Коши, использовал условие о том, что скорость волн, фронты которых параллельны координатным плоскостям, зависит только от плоскости поляризации и не зависит от направления распространения. Таким образом, он получил уравнения, уже найденные Коши

$$G-f=H-g=I-h.$$

Волновая поверхность в этом случае также является поверхностью Френеля, если допустить, что колебания эфира происходят перпендикулярно плоскости поляризации.

В основе второй теории Коши и Грина лежит принцип, связанный с тем, что эфир в кристалле напоминает упругое твердое тело, которое неравномерно сжимается или растягивается в разных направлениях под действием весомой материи. Эта мысль очень понравилась У. Томсону (Кельвину), который впоследствии развил ее[1], получив интересный результат: пусть несжимаемое твердое тело, которое в нерастянутом состоянии является изотропным, будет таким, что его потенциальная энергия, отнесенная к единице объема, равна

$$\frac{1}{2}q\left(\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}+\frac{1}{\gamma}-3\right),$$

где q — модуль жесткости нерастянутого твердого тела, $\alpha^{1/2}$, $\beta^{1/2}$, $\gamma^{1/2}$ — пропорции, в которых изменяются линии, параллельные осям натяжения. Тогда, если силы, приложенные к поверхности твердого тела, изначально растягивают это тело так, что это состояние определяется данными значениями α, β, γ, и если волны натяжения накладываются на это начальное натяжение, то эти волны будут передаваться по законам теории оптики кристаллов Френеля, причем волновая поверхность будет иметь следующий вид:

$$\frac{x^2}{\frac{\alpha}{q}r^2-1}+\frac{y^2}{\frac{\beta}{q}r^2-1}+\frac{z^2}{\frac{\gamma}{q}r^2-1}=0.$$

Существует некоторая сложность в изображении способа действия молекул весомой материи на эфир для создания начального натяжения, которое необходимо, согласно данной теории. Лорд Кельвин использовал[2] допущение, на которое мы уже ссылались, о том, что эфир может пронизывать атомы материи так, чтобы занимать пространство вместе с ними, и что это взаимодействие может заключаться в притяжениях и отталкиваниях, которые происходят во внутренних областях атомов. Можно допустить, что эти силы настолько велики по сравнению с силами, действующими в свободном

[1] *Proc. R. S. Edin.* XV (1887), с. 21; *Phil. Mag.* XXV (1888), с. 116; *Baltimore Lectures*, стр. 228–59.

[2] *Baltimore Lectures*, с. 253.

эфире, что они смогут преодолеть сопротивление сжатию, и эфир может стать (скажем) сгущенным в центральной области одиночного атома и разреженным в его наружных областях. Можно допустить, что кристалл состоит из группы сферических атомов, в которых соседние сферы перекрывают друг друга: в центральных областях сфер эфир будет сгущенным, в линзообразных областях перекрытия он будет еще более разреженным, чем в наружных областях одиночного атома, а в промежутках между атомами плотность эфира останется неизменной. Вследствие этих разрежений и сгущений эфир стремится притянуть внутрь внешние атомы группы, которые, однако, будут поддерживаться на месте силами отталкивания, возникающими между самими атомами; именно этим можно объяснить натяжение, которое, согласно настоящей гипотезе, вызывают в эфире весомые молекулы кристаллов.

Для объяснения свойства двойного лучепреломления, которым обладает растянутое стекло, можно применить анализ, подобный второй теории оптики кристаллов Коши и Грина. Однако в этом случае полученные формулы не согласуются с результатами опытов. Из-за этого несоответствия Кельвин начал сомневаться в истинности всей теории. «После тщательного и оптимистичного изучения теории напряжений двойного лучепреломления в течение 14 лет, — сказал он[1], — я не могу понять, каким образом она может дать истинное объяснение как двойного лучепреломления в естественных кристаллах, так и двойного лучепреломления в изотропных твердых телах, которое появляется в них после приложения неравных давлений в разных направлениях».

Во всех трудах Кельвина невозможно не заметить свидетельств глубокого впечатления, которое произвели на него работы Грина. То же самое можно сказать о друге и современнике Грина, Стоксе. Действительно, Грина, без каких бы то ни было преувеличений, можно назвать истинным основателем «Кембриджской школы» физиков, самыми знаменитыми представителями которой во второй половине девятнадцатого века были Кельвин, Стокс, Рэлей, Клерк Максвелл, Лэмб, Дж. Дж. Томсон, Лармор и Лоэв. Для понимания особого положения Грина необходимо вспомнить некоторые детали истории изучения математики в Кембридже.

Век между смертью Ньютона и научной деятельностью Грина был самым темным в истории университета. Кавендиш и Юнг

[1]*Baltimore Lectures*, с. 258.

действительно учились в Кембридже, но, закончив университет, они уехали в Лондон. За весь этот период в Кембридже жил и преподавал только один выдающийся физик, Мичелл; и по какой-то причине, четко понять которую сложно из-за давности времен, исследования Мичелла, видимо, привлекли мало внимания или вовсе не привлекли оного со стороны современных ему коллег и последователей, которые молча соглашались, когда его открытия приписывали другим, и позволили, чтобы его имя не оставило ни следа в традиции Кембриджа.

За несколько лет до публикации первого научного труда Грина в университете началось возрождение математической науки: дифференциальный символизм, который со времен Ньютона изолировал Кембридж от континентальных школ, уступил место дифференциальному исчислению; в университете появились работы великих французских аналитиков, которые охотно читали. Несомненно, что юношеское вдохновение Грина проистекало именно из этого источника, главным образом, из работ Пуассона; однако он превзошел своих учителей ясностью понимания физического смысла и краткостью изложения; и небольшой том его избранных работ до сегодняшнего дня обладает очарованием, которого явно недостает многотомным научным трудам его учителей.

О пренебрежении к работе Грина во время его жизни (он умер в 1841 году) говорили немало. Однако не следует забывать, что в 1840 году Лукасианским профессором в Кембридже был человек, который ничего не написал; что Плумианским профессором был Чаллис, внимание которого было приковано к его исследованиям в области гидродинамики; что Лаундинским профессором был декан из Или, который там и жил; что Эйри переехал в Гринвич и занимался практически исключительно астрономией; что Стокс был студентом, а Уильям Томсон еще не поступил в университет. Великие научные труды Грина 1837 и 1839 гг. по теории упругого твердого тела упомянуты в *Trans. Camb. Phil. Soc.* от 1842 года М. О'Брайена, который, очевидно, был хорошо знаком с ними; но когда Стокс в 1843 году писал статью по гидродинамике, он не знал, что Грин решил задачу движения эллипсоида в жидкости; а Томсон ничего не знал о Грине (за исключением ссылки в работе Мэрфи на научный труд по электричеству, изданный в Ноттингеме в 1828 году) до января 1845 года, когда Гопкинс дал ему копию Ноттингемского очерка. Благодаря энтузиазму Томсона, еще до окончания этого года о Грине узнали все.

Несмотря на прогресс, который был достигнут в великих научных трудах 1839 года, фундаментальный вопрос, связанный с тем, колеблются частицы эфира параллельно или перпендикулярно плоскости поляризации, все еще оставался без ответа. Свет на эту проблему десять лет спустя пролил Стокс при исследовании дифракции[1]. Стокс показал, что, согласно почти любой понятной гипотезе об эфире, возмущение, в котором колебания происходят перпендикулярно плоскости дифракции, должно передаваться вокруг кромки непрозрачного тела с меньшим снижением интенсивности, чем возмущение, колебания которого происходят параллельно этой плоскости. Следовательно, когда свет, колебания которого происходят под непрямым углом к плоскости дифракции, передается таким образом, плоскость колебаний будет почти перпендикулярна плоскости дифракции в дифрагированном, но не в падающем свете. Сам Стокс провел опыты с целью проверки этого вопроса, применив решетку для получения сильного света, дифрагированного под большим углом и обнаружил, что когда плоскость поляризации падающего света расположена под непрямым углом к плоскости дифракции, плоскость поляризации дифрагированного света почти параллельна плоскости дифракции. Видимо, этот результат, который впоследствии подтвердил Л. Лоренц[2], сыграл решающую роль в доказательстве гипотезы Френеля о том, что колебания частиц эфира происходят перпендикулярно плоскости поляризации.

Три года спустя Стокс обозначил[3] вторую линию доказательства, которая привела к тому же выводу. Уже давно было известно, что голубой свет неба, возникающий из-за рассеивания прямых солнечных лучей мелкими частицами или молекулами в атмосфере, частично поляризован. Поляризация наиболее заметна, когда свет распространяется из точки неба, которая находится под углом 90° относительно Солнца. В этом случае свет должен рассеиваться в направлении, перпендикулярном направлению прямого солнечного света, падающего на мелкие частицы; тогда поляризация происходит в плоскости, проходящей через солнце.

Тогда если ось y взять параллельной свету, падающему на маленькую частицу в начале, и наблюдать вдоль оси x рассеянный свет, то оказывается, что этот рассеянный свет поляризуется в плос-

---

[1] *Trans. Camb. Phil. Soc.* IX (1849), с. 1; Стокс *Math. and Phys. Papers*, II, с. 243.

[2] *Ann. d. Phys.* CXI (1860), с. 315; *Phil. Mag.* XXI (1861), с. 321.

[3] *Phil. Trans.* (1852), с. 463; Стокс *Math. and Phys. Papers*, III, с. 267. Ср. сноску, добавленную на с. 361 *Math. and Phys. Papers*.

кости xy. Рассматривая этот вопрос с точки зрения динамики, мы можем допустить, что материальная частица обладает столь большой инерцией (по сравнению с эфиром), что она практически находится в состоянии покоя. Значит ее движение относительно эфира, которое вызывает возмущение, создаваемое ей в эфире, будет происходить по той же линии, что и падающее колебание эфира, но в противоположном направлении. Возмущение должно быть поперечным, а значит, нулевым в направлении полюса и максимальным в направлении экватора, причем его амплитуда фактически пропорциональна синусу полярного расстояния. Из соображений симметричности поляра должна быть линией падающего колебания. Таким образом, мы видим, что никакая часть света, рассеянного в направлении оси x, не может исходить от той составляющей падающего света, которая совершает колебания параллельно этой оси, так что свет, наблюдаемый в этом направлении, должен состоять из колебаний, параллельных оси z. Однако мы видим, что плоскость поляризации рассеянного света — это плоскость xy, и следовательно, колебания происходят перпендикулярно плоскости поляризации[1].

Таким образом, явления дифракции и поляризации при рассеивании подтвердили результат, полученный Френелем и Грином в теории отражения. Главная сложность в его принятии была связана с оптикой кристаллов. Как мы видели, Грин и Коши не смогли согласовать гипотезу колебаний эфира, происходящих перпендикулярно плоскости поляризации, с правильными формулами оптики кристаллов, по крайней мере, когда допускали, что эфир внутри кристаллов не имеет начального давления. Несложно увидеть причину, которая лежит в основе всего этого. В кристалле, где упругость различна в различных направлениях, сопротивление деформации зависит исключительно от положения плоскости деформации, которая в случае со светом проходит через направления распространения и колебания. Кроме того, известно, что для света, который распространяется параллельно одной из осей упругости кристалла, скорость распространения волн зависит исключительно от плоскости поляризации света и не зависит от того, вдоль какой из двух осей, лежащих в этой плоскости, направлено распространение света. Сравнивая эти результаты, мы видим, что плоскость поляризации должна быть плоскостью де-

[1]Впоследствии теорию поляризации света маленькими частицами исследовал лорд Рэлей, *Phil. Mag.* XLI (1871), с. 447.

формации, а значит колебания частиц эфира должны происходить параллельно плоскости поляризации[1].

Способ избежать этого вывода нашел Стокс[2], а позднее его нашли Ранкин[3] и лорд Рэлей[4]. Что если эфир в кристалле вместо того, чтобы иметь разную упругость в разных направлениях, имеет неизменную жесткость и разную *инерцию* в разных направлениях? Это привело бы теорию оптики кристаллов в абсолютное согласие с теорией отражения Френеля и Грина, в которой оптическую разность сред приписывают разным инерциям эфира, содержащегося в них. Единственная сложность состоит в том, чтобы понять, каким образом может существовать анизоропия инерции. Однако все три автора преодолели это препятствие, указав, что твердое тело, погруженное в жидкость, может иметь разную эффективную инерцию в разных направлениях. Например, монета, погруженная в воду, движется гораздо легче в своей собственной плоскости, чем в направлении, ей перпендикулярном.

Допустим тогда, что удвоенное значение кинетической энергии, отнесенной к единичному объему эфира внутри кристалла, представлено выражением

$$\rho_1\left(\frac{\partial e_x}{\partial t}\right)^2+\rho_2\left(\frac{\partial e_y}{\partial t}\right)^2+\rho_3\left(\frac{\partial e_z}{\partial t}\right)^2,$$

и что потенциальная энергия, отнесенная к единичному объему, имеет то же значение, что и в пространстве, свободном от обыкновенной материи. Эфир считается несжимаемым, так что $\operatorname{div}\mathbf{e}$ равна нулю, тогда потенциальная энергия, отнесенная к единице объема, будет равна

$$\varphi=\frac{1}{2}n\left\{\left(\frac{\partial e_z}{\partial y}+\frac{\partial e_y}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial e_x}{\partial z}+\frac{\partial e_z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial e_y}{\partial x}+\frac{\partial e_x}{\partial y}\right)^2-\right.$$
$$\left.-4\frac{\partial e_y}{\partial y}\frac{\partial e_z}{\partial z}-4\frac{\partial e_z}{\partial z}\frac{\partial e_x}{\partial x}-4\frac{\partial e_x}{\partial x}\frac{\partial e_y}{\partial y}\right\},$$

где n, как обычно, обозначает жесткость.

---

[1] В теории оптики кристаллов Френеля, где колебания эфира перпендикулярны плоскости поляризации, скорость распространения света зависит только от направления колебания и не зависит ни от плоскости, проходящей через него, ни от направления передачи.

[2] Стокс в письме лорду Рэлею, включенном в его книгу *Memoir and Scientific Correspondence*, II, с. 99, объясняет, что эта идея появилась у него во время написания работы по движению жидкости, которая была опубликована в *Trans. Camb. Phil. Soc.* VIII (1843), с. 105. Он предложил волновую поверхность, к которой приводит эта теория в *Brit. Assoc. Rep.* (1862), с. 269.

[3] *Phil. Mag.* (4), I (1851), с. 441.

[4] *Phil. Mag.* (4), XLI (1871), с. 519.

Вариационное уравнение движения имеет вид

$$\iiint \left\{ \rho_1 \frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} \delta e_x + \rho_2 \frac{\partial^2 e_y}{\partial t^2} \delta e_y + \rho_3 \frac{\partial^2 e_z}{\partial t^2} \delta e_z \right\} dx\,dy\,dz = \\ = -\iiint \left\{ \delta\varphi - p\delta\left(\frac{\partial e_x}{\partial x} + \frac{\partial e_y}{\partial y} + \frac{\partial e_z}{\partial z} \right) \right\} dx\,dy\,dz,$$

где p обозначает неопределенную функцию $(x,\ y,\ z)$; при этом слагаемое, содержащее p, вводится в силу кинематической связи, выраженной уравнением,

$$\operatorname{div} \mathbf{e} = 0.$$

Из этого вариационного уравнения получаются уравнение движения

$$\rho_1 \frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial x} + n\nabla^2 e_x$$

и два подобных ему уравнения. Очевидно, что p напоминает гидростатическое давление.

Подставляя в эти уравнения аналитическое выражение для плоской волны, легко найти, что скорость волны V связана с направляющими косинусами $(\lambda,\ \mu,\ \nu)$ ее нормали уравнением

$$\frac{\lambda^2}{n - \rho_1 V^2} + \frac{\mu^2}{n - \rho_2 V^2} + \frac{\nu^2}{n - \rho_3 V^2} = 0.$$

Если сравнить это выражение с уравнением отношения скорости и направления волны Френеля, видно, что новая формула отличается только тем, что вместо скорости волны содержит величину, обратную этой скорости. Примерно в 1867 году Стокс провел ряд опытов, чтобы определить, какая из двух теорий в большей степени соответствует фактам. Он обнаружил, что построение Гюйгенса и Френеля решительно более правильно, а тот факт, что его результаты отличаются от результатов конкурирующего с ним построения, является стократно увеличенной ошибкой наблюдения[1].

[1] *Proc. R. S.* XX (1872), с. 443. Проведя эти опыты, Стокс выразил свое мнение (*Phil. Mag.* XLI [1871], с. 521), которое заключалось в том, что истинную теорию оптики кристаллов еще предстоит открыть. О точности построения Френеля см. Глейзбрук, *Phil. Trans.* CLXXI (1879), с. 421, и Гастингс, *Am. Journ. Sci.* (3), XXXV (1887), с. 60.

Гипотеза о том, что в кристаллах инерция зависит от направления, на первый взгляд, была дискредитирована, когда основанную на ней теорию сравнили с результатами наблюдения. Но когда в 1888 г. Уильям Томсон (Кельвин) возродил теорию Коши о неустойчивом эфире, естественно возник вопрос о том, можно ли расширить эту теорию, чтобы объяснить оптические свойства кристаллов, а Р. Т. Глейзбрук[1] показал, что правильные формулы оптики кристаллов получаются при объединении гипотезы Коши – Томсона о нулевой скорости продольной волны с гипотезой Стокса – Ранкина – Рэлея об анизотропной инерции.

Из уже данных формул очевидно, что уравнением движения эфира, обладающего данными свойствами, должно быть уравнение

$$(\rho_1 \ddot{e}_x, \rho_2 \ddot{e}_y, \rho_3 \ddot{e}_z) = -n \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{e},$$

где $\mathbf{e}$ — смещение, n — твердость, а $(\rho_1,\ \rho_2,\ \rho_3)$ — инерции. При обычном анализе это уравнение приводит к волновой поверхности Френеля. Однако смещение $\mathbf{e}$ эфирных частиц происходит не точно в волновом фронте, как в теории Френеля, а перпендикулярно направлению луча, в плоскости, проходящей через луч и нормаль к волновой поверхности[2].

Итак, проследив развитие теории упругого твердого тела в связи с распространением света в обыкновенной изотропной среде и в кристаллах, мы должны рассмотреть предпринятые примерно в это же время попытки объяснить оптические свойства особого класса веществ.

В 1811 году Араго обнаружил[3], что состояние поляризации луча света изменяется, если этот луч пройдет через кварцевую пластину вдоль ее оптической оси. Вскоре это явление изучил Био, который показал[4], что изменение заключается во вращении плоскости поляризации вокруг направления распространения: угол вращения прямо пропорционален толщине пластины и обратно пропорционален квадрату длины волны.

---

[1]*Phil. Mag.* XXVI (1888), с. 521; XXVIII (1889), с. 110.

[2]Эту теорию оптики кристаллов можно сравнить с электромагнитной теорией, рассматривая упругое смещение $\mathbf{e}$ как электрическую силу, а вектор $(\rho_1 e_x,\ \rho_2 e_y,\ \rho_3 e_z)$ как электрическое смещение.

[3]*Mem. de l'Institut* (1811), п. I, с. 115.

[4]*Mem. de l'Institut* (1812), п. I, с. 218; *Annales de Chim.* IX (1818), с. 372; X (1819), с. 63.

В некоторых образцах кварца вращение происходит слева направо, в других — справа налево. В 1820 году сэр Джон Гершель[1] (1792–1871) показал, что это отличие связано с разной формой кристалла в образцах, причем два типа кристаллов относятся друг к другу так же, как относятся друг к другу правый и левый винт соответственно. Френель[2] и У. Томсон (Кельвин)[3] предложили термин *винтообразный* для обозначения свойства вращения плоскости поляризации, которым обладают тела, подобные кварцу. Однако более распространен менее подходящий термин *естественная вращательная поляризация*[4].

Био показал, что многие жидкие органические тела, например, растворы скипидара и сахара, обладают естественным свойством вращения. Возможно, нам следует сделать вывод о присутствии винтообразной структуры в молекулах таких веществ; причем этот вывод подтверждается изучением их химического строения, ибо они неизменно принадлежат «зеркальному» или «энантиоморфному» типу, в котором один из атомов (обычно углерод) связан с другими атомами асимметрично.

Следующий шаг в данном направлении сделал Френель[5], показав, что в естественно активных телах скорость распространения света, поляризованного по кругу, изменяется в зависимости от того, является поляризация правой или левой. Из этого свойства можно немедленно вывести вращение плоскости поляризации плоскополяризованного луча, так как плоскополяризованный луч можно разложить на два луча, поляризованных по кругу в противоположных направлениях. Эти лучи при прохождении через вещество данной толщины опережают друг друга по фазе на какую-то величину: на любом этапе они могут воссоединиться в плоскополяризованный луч, азимут плоскости поляризации которого изменяется в зависимости от длины пройденного волной пути.

Из этого несложно увидеть, что луч света, падающего на кристалл кварца, будет в общем случае распадаться на два преломленных

---

[1]*Trans. Camb. Phil. Soc.* I (1820), с. 43.

[2]*Mem. de l'Institut,* VII (1827), с. 45 в п. 73. Этот научный труд был представлен Академии наук в трех частях: 26 ноября 1821 г., 22 января 1822 г. и 22 апреля 1822 г. соответственно.

[3]*Baltimore Lectures,* с.31.

[4]Термин *вращательная* правомерно применить к свойству, которое открыл Фарадей и которое позднее мы исследуем более подробно.

[5]*Annales de Chim.* XXVIII (1825), с. 147.

луча, каждый из которых будет эллиптически поляризован, т. е. он будет способен к разложению на две плоскополяризованные составляющие, которые по фазе будут отличаться на определенную величину. Направления этих преломленных лучей можно определить с помощью построения Гюйгенса при условии, что волновая поверхность состоит из сферы и сфероида, которые *не соприкасаются*.

Первую попытку создания теории естественно активных тел сделал в 1836 году МакКулаг[1]. Допустим, что плоская волна света распространяется в кристалле кварца. Пусть $(x,\ y,\ z)$ — координаты молекулы, совершающей колебания, причем ось x перпендикулярна плоскости волны, а ось z — перпендикулярна оси кристалла. Если за Y и Z обозначить смещения, параллельные осям y и z соответственно, в любой момент времени t, МакКулаг принял, что Y и Z будут определяться следующими дифференциальными уравнениями

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = c_1^2 \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^3 Z}{\partial x^3}, \quad \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = c_2^2 \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^3 Y}{\partial x^3},$$

где μ обозначает постоянную, от которой зависит свойство естественной круговой поляризации света в кристалле. Во избежание осложнений, возникающих из-за обыкновенных кристаллических свойств кварца, допустим, что свет распространяется параллельно оптической оси, так что можно принять, что $c_1 = c_2$.

Если предварительно принять, что луч поляризуется по кругу, то его можно представить уравнением

$$Y = A \sin\left\{ \frac{2\pi}{\tau}(lx - t) \right\}, \quad Z = \pm A \cos\left\{ \frac{2\pi}{\tau}(lx - t) \right\},$$

причем двойной знак определяется в зависимости от того, является круговая поляризация правой или левой.

Подставляя эти величины в вышеприведенные дифференциальные уравнения, имеем

$$1 = c_1^2 l^2 \pm \mu \cdot \frac{2\pi}{\tau} \cdot l^3,$$

или

$$l = \frac{1}{c_1} \pm \frac{\pi\mu}{\tau c_1^4}.$$

[1] *Trans. Roy. Irish Acad.* XVII (1837), с. 461; МакКулаг *Coll. Works*, с. 63.

Поскольку отношение $1/l$ обозначает скорость распространения, очевидно, что величины, обратные скоростям распространения правого и левого лучей, отличаются на величину

$$\frac{2\pi\mu}{\tau c_1^4},$$

откуда легко показать, что угол вращения плоскости поляризации плоскополяризованного луча за единицу пути равен

$$\frac{2\pi^2\mu}{\tau^2 c_1^4}.$$

Если пренебречь изменением c_1 с периодом света, это выражение удовлетворяет закону Био о том, что угол вращения единичной длины пути обратно пропорционален квадрату длины волны.

Исследование МакКулага вряд ли можно назвать теорией, поскольку оно эквивалентно сведению явлений к эмпирическим, хотя и математическим, законам; однако именно на этой основе впоследствии была создана теория, которая принята сейчас[1].

Великие исследователи, которые развивали теорию света после смерти Френеля, посвятили огромное внимание оптическим свойствам металлов. Необходимо остановиться на их исследованиях в этом направлении.

Наиболее поразительными свойствами металлов являются способность блестяще отражать свет при любых углах падения (это свойство очень хорошо проявляется в зеркалах телескопов-рефлекторов) и непрозрачность, из-за которой цуг волн затухает, не пройдя на расстояние многих длин волн внутрь металлической среды. Связь этих двух качеств, вероятно, подтверждает то, что определенные неметаллические тела, например, анилиновые красители, которые сильно поглощают лучи в определенных частях спектра, отражают эти лучи с почти металлическим блеском. Третье качество, которое отличает металлы от прозрачных тел и которое, как мы увидим, тесно связано с двумя предыдущими, относится к поляризации света,

[1]Более поздние разработки этой теории мы обсудим в следующей главе; однако здесь можно упомянуть о попытке обеспечить рациональную основу для уравнений МакКулага, которую предпринял в 1856 году Карл Нейман, в то время еще очень молодой человек. Нейман показал, что уравнения можно получить из гипотезы о том, что относительное смещение одной эфирной частицы по отношению к другой действует на последнюю по закону действия элемента электрического тока на магнитный полюс. Ср. Предисловие к работе К. Неймана *Die magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes*, (Халле, 1863 г.).

отраженного от них. Впервые это заметил Малюс, а в 1830 году сэр Дэвид Брюстер[1] показал, что плоскополяризованный свет, падающий на металлическую поверхность, после отражения остается поляризованным в той же плоскости, если его поляризация параллельна или перпендикулярна плоскости отражения, но во всех остальных случаях отраженный свет поляризуется эллиптически.

Именно это открытие Брюстера подсказало математикам теорию металлического отражения. Как мы уже видели, эллиптическая поляризация происходит, когда плоскополяризованный свет полностью отражается от поверхности прозрачного тела; и эта аналогия эффектов полного отражения и металлического отражения привела к предположению о том, что с последним явлением можно поступить так же, как Френель поступил с первым, а именно: ввести в формулы обыкновенного отражения мнимые величины. Основываясь на этих принципах, МакКулаг[2] и Коши[3] создали математические формулы.

Для объяснения их метода допустим, что падающий свет поляризуется в плоскости падения. В соответствии с законом синусов Френеля амплитуда отраженного от прозрачного тела света (поляризованного таким образом) относится к амплитуде падающего света как

$$J = \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)},$$

где i — угол падения, а r определяется уравнением

$$\sin i = \mu \sin r.$$

МакКулаг и Коши допустили, что эти уравнения остаются в силе и для отражения от металлической поверхности, при условии, что показатель преломления μ замещается комплексной величиной, скажем,

$$\mu = \nu(1 - \kappa\sqrt{-1}),$$

где ν и κ следует рассматривать как две постоянные, характерные для металла. Тогда мы имеем

$$J = \frac{\operatorname{tg} i - \operatorname{tg} r}{\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} r} = \frac{(\mu^2 - \sin^2 i)^{1/2} - \cos i}{(\mu^2 - \sin^2 i)^{1/2} + \cos i}.$$

---

[1] *Phil. Trans.*, 1830, с. 287.

[2] *Proc. Roy. Irish Acad.* I (1836), с. 2; II (1843), с. 376: *Trans. Roy. Irish Acad.* XVIII (1837), с. 71: МакКулаг *Coll. Works*, стр. 58, 132, 230.

[3] *Comptes Rendus*, VII (1838), с. 953; VIII (1839), стр. 553, 658, 961; XXVI (1848), с. 86.

Тогда, если записать, что

$$\nu^2(1-\kappa\sqrt{-1})^2 - \sin^2 i = U^2 e^{2v\sqrt{-1}},$$

то уравнения, определяющие U и v, получаются, если приравнять действительную и мнимую части этого уравнения по отдельности, откуда мы имеем

$$J = \frac{Ue^{v\sqrt{-1}} - \cos i}{Ue^{v\sqrt{-1}} + \cos i}.$$

Это уравнение можно записать в виде

$$|J|e^{\delta\sqrt{-1}},$$

где

$$|J|^2 = \frac{U^2 + \cos^2 i - 2U\cos v\cos i}{U^2 + \cos^2 i + 2U\cos v\cos i}, \quad \operatorname{tg}\delta = \frac{2U\cos i\sin v}{U^2 - \cos^2 i}.$$

Величины $|J|$ и δ интерпретируются точно так же, как и в теории полного отражения Френеля: то есть, мы принимаем, что $|J|^2$ означает отношение интенсивностей отраженного и падающего света, а δ измеряет изменение фазы, которое происходит при отражении света.

Точно так же можно поступить и в том случае, когда свет поляризуется перпендикулярно плоскости падения.

Очевидно, что при перпендикулярном падении света U сводится к $\nu(1+\kappa^2)^{1/2}$, а v — к $-\operatorname{arctg}^{-1}\kappa$. Если рассматривать случай с серебром, когда свет падает перпендикулярно, то он отражается почти полностью, так что $|J|^2$ практически равна единице. Для этого необходимо, чтобы $\cos v$ имел маленькое значение, а κ — очень большое. Предельный случай, когда κ имеет бесконечно большое, а ν бесконечно малое значение, так что квазипоказатель преломления — величина абсолютно мнимая, известен как случай *идеального серебра*.

Физический смысл двух постоянных ν и κ более или менее четко прояснил Коши. Действительно, поскольку отличие металлов от прозрачных тел зависит от постоянной κ, очевидно, что κ должна служить какой-то мерой непрозрачности вещества. Это станет более понятным, если мы спросим, каким образом можно расширить теорию света как упругого твердого тела, чтобы дать физическое

обоснование формулам МакКулага и Коши[1]. Формула синусов Френеля, с которой мы начали исследовать металлическое отражение, является следствием теории упругого тела Грина, а различия между результатами Грина и результатами, полученными нами, возникают исключительно из-за комплексной величины, которую мы приняли для μ. Значит, нужно изменить теорию Грина так, чтобы получить комплексную величину для показателя преломления.

Примем, что xy — плоскость падения света, а yz — металлическая поверхность. Если свет поляризуется в плоскости падения, так что вектор света параллелен оси z, падающий свет можно считать функцией аргумента

$$ax + by + ct,$$

где

$$\frac{a}{c} = -\left(\frac{\rho}{n}\right)^{1/2}\cos i, \quad \frac{b}{c} = -\left(\frac{\rho}{n}\right)^{1/2}\sin i;$$

здесь i обозначает угол падения, ρ — инерцию эфира, а n — его жесткость.

Примем, что отраженный свет является функцией аргумента

$$a_1 x + by + ct,$$

где в целях обеспечения непрерывности на границе b и c должны иметь то же значение, что и раньше. Поскольку формулы Грина все еще применимы, мы должны получить

$$\frac{a_1}{b} = \operatorname{ctg} r,$$

где $\sin i = \mu \sin r$, но μ уже имеет комплексное значение. Это уравнение можно записать в форме

$$a_1^2 + b^2 = \frac{\mu^2 \rho c^2}{n}.$$

Запишем комплексную величину μ^2 как

$$\mu^2 = \frac{\rho_1}{\rho} - A\sqrt{-1},$$

причем вещественная часть записана как ρ_1/ρ, чтобы показать аналогию с теорией прозрачных сред Грина; тогда получаем

$$a_1^2 + b^2 = \frac{\rho_1}{n}c^2 - \frac{\rho c^2}{n}A\sqrt{-1}.$$

[1] Это сделал лорд Рэлей, *Phil. Mag.* XLIII (1872), с. 321.

Однако уравнение такого вида должно (как в теории Грина) представлять условие, которому нужно удовлетворить, чтобы величина

$$e^{(a_1x+by+ct)\sqrt{-1}}$$

могла удовлетворить дифференциальному уравнению движения эфира, откуда мы видим, что уравнение движения эфира в металлической среде, вероятно, должно иметь следующую форму

$$\rho_1\frac{\partial^2 e_z}{\partial t^2}+\rho cA\frac{\partial e_z}{\partial t}=n\Big(\frac{\partial^2 e_z}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 e_z}{\partial y^2}\Big).$$

Это уравнение движения отличается от уравнения движения упругого твердого тела Грина из-за появления члена по $\partial e_z/\partial t$. Однако очевидно, что это «вязкостный» член, представляющий что-то вроде фрикционного рассеяния энергии световых колебаний, рассеяния, которое фактически вызывает непрозрачность металла. Таким образом, член, выражающий непрозрачность в уравнении движения светоносной среды, порождает особенности металлического отражения[1]. Любопытно заметить, насколько тесно это согласуется с идеей Гюйгенса о том, что металлы характеризует присутствие мягких частиц, которые гасят колебания света.

Однако этому объяснению металлического отражения сопутствует одна значительная сложность, на которую впервые указал лорд Рэлей[2]. Мы видели, что для идеального серебра величина μ^2 является действительной и отрицательной, значит, A должна равняться нулю, а ρ_1 должна иметь отрицательное значение; это все равно, что сказать, что инерция светоносной среды в металле должна быть отрицательной. Кажется, что этот вывод полностью разрушает физический смысл теории в случае с идеальным серебром.

Эта сложность имеет глубокие корни, поэтому ее не могли разрешить в течение многих лет. Направление, которое содержит истинное решение, появится само собой, когда мы рассмотрим уже замеченное сходство металлов с теми веществами, которые выказывают «поверхностный цвет», например, анилиновыми красителями. В случае с последними свет, который так обильно отражается от них, находится в ограниченной части спектра, а потому кажется вероятным, что это явление нельзя приписывать существованию диссипативных

---

[1]Несложно увидеть, что при проникновении света в металл на одну длину волны, амплитуда сокращается на множитель $e^{-2\pi\kappa}$, причем обычно κ называют *коэффициентом поглощения*.

[2]Loc. cit.

членов, что оно скорее принадлежит к тому же классу явлений, что и дисперсия, и что объяснять его следует теми же самыми причинами. На самом деле дисперсия означает, что значение показателя преломления вещества по отношению к свету любого вида зависит от периода света, и, чтобы дать удовлетворительное объяснение как поверхностным цветам анилиновых красок, так и сильной отражающей способности металлов, нам всего лишь нужно допустить, что физические причины, управляющие дисперсией, являются причиной того, что для определенных видов света показатель преломления становится мнимым.

Дисперсия была темой нескольких научных трудов основателей теории упругого тела. Уже в 1830 году внимание Коши было направлено[1] на возможность создания математической теории этого явления на основе «Гипотезы конечных ударов» Френеля[2], т. е. допущения о том, что радиус действия одной частицы светоносной среды на своих соседей настолько велик, что его можно сравнивать с длиной волны света. Коши предположил, что среда формируется, как в теории упругих твердых тел Навье, из системы точечных центров силы: силу, действующую между двумя такими точечными центрами, m в точке $(x,\ y,\ z)$ и μ в точке $(x+\Delta x,\ y+\Delta y,\ z+\Delta z)$, можно обозначить как $m\mu f(r)$, где r — расстояние между m и μ. Когда эта среда испытывает возмущение из-за световых волн, которые распространяются параллельно оси z, причем смещение происходит параллельно оси x, очевидно, что уравнение движения m

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = \sum_\mu \mu f(r+\rho)\frac{\Delta x + \Delta\xi}{r+\rho},$$

где ξ — смещение m, $(\xi + \Delta\xi)$ — смещение μ, а $(r+\rho)$ — новое значение r. Если подставить вместо ρ его значение и оставить только члены первой степени по $\Delta\xi$, то это уравнение становится

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = \sum \mu\frac{f(r)}{r}\Delta\xi + \sum \mu\frac{d}{dr}\left\{\frac{f(r)}{r}\right\}\frac{(\Delta x)^2}{r}\Delta\xi.$$

Тогда по теореме Тейлора, поскольку ξ зависит только от z, имеем

$$\Delta\xi = \frac{\partial\xi}{\partial z}\Delta z + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2\xi}{\partial z^2}(\Delta z)^2 + \frac{1}{3!}\frac{\partial^3\xi}{\partial z^3}(\Delta z)^3 \ldots$$

---

[1] *Bull. des Sc. Math.* XIV (1830), с. 9; «Sur la dispersion de la lumière», *Nouv. Exercices de Math.*, 1836.

[2] Ср. стр. 154.

Делая подстановку и помня, что суммы, которые содержат нечетные степени Δz, должны исчезнуть, если их брать по всем точечным центрам, находящимся в сфере влияния m, мы получаем уравнение формы

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \alpha \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + \beta \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} + \gamma \frac{\partial^6 \xi}{\partial z^6} + \ldots,$$

где α, β, γ, ... — константы.

Каждый последующий член правой стороны этого уравнения содержит дополнительный множитель $(\Delta z)^2/\lambda^2$ в сравнении с предыдущим членом, где λ обозначает длину волны света, поэтому, если бы радиусы влияния точечных центров были бесконечно малы по сравнению с длиной волны света, то уравнение свелось бы к

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \alpha \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2},$$

а это уравнение является обыкновенным уравнением распространения волны в одном измерении в недиспергирующей среде. Однако, если среда настолько крупнозернистая, что λ не такая уж большая по сравнению с радиусами влияния, то нам следует оставить производные от ξ более высоких степеней. Подставляя

$$\xi = e^{2\pi i(z - c_1 t)/\lambda}$$

в дифференциальное уравнение с сохраненными производными более высоких степеней, мы имеем

$$c_1^2 = \alpha - \beta\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \gamma\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \ldots,$$

что показывает, что c_1, скорость света в среде, зависит от длины волны λ, как это и должно быть в целях объяснения дисперсии.

Тогда по Френелю и Коши дисперсия — это следствие крупнозернистости в среде. Поскольку было обнаружено, что светоносная среда является диспергирующей только в пределах материальных тел, казалось естественным предположить, что в этих телах эфир *нагружен* молекулами материи и что, в сущности, дисперсия зависит от отношения длины волны к расстоянию между соседними материальными молекулами. Эта теория, в той или иной форме, оставалась в

силе до тех пор, пока через сорок лет ее не опроверг факт существования аномальной дисперсии.

Отличие эфира от весомой материи более четко было показано в научных трудах, которые независимо друг от друга опубликовали в 1841–42 гг. Ф. Э. Нейман[1] и Мэттью О'Брайен[2]. Эти авторы предположили, что весомые частицы остаются практически в состоянии покоя, тогда как эфир движется вокруг них, и они воздействуют на него с силами, пропорциональными его смещению. Таким образом[3], уравнением движения эфира становится

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = -\left(k+\frac{4}{3}n\right)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{e} - n\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{e} - C\mathbf{e},$$

где C — константа, от которой зависят явления дисперсии. Для поляризованных плоских волн, которые распространяются параллельно оси x, это уравнение принимает форму

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = n\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial x^2} - C\mathbf{e};$$

а если $\mathbf{e}$ пропорционально

$$e^{\frac{2\pi\sqrt{-1}}{\tau}\left(t-\frac{x}{V}\right)},$$

где τ обозначает период, а V — скорость света, то мы получаем

$$\frac{n}{V^2} = \rho - \frac{C}{4\pi^2}\tau^2,$$

уравнение, которое выражает зависимость скорости от периода.

К попытке представить свойства эфира через свойства упругого твердого тела интерес ослаб после появления электромагнитной теории света. Но в 1867 году, когда электромагнитная гипотеза еще не успела привлечь всеобщее внимание, теория упругого твердого тела, которая во многих отношениях была предпочтительнее своих предшественников, была представлена Парижской Академии наук[4]

[1] *Berlin Abnandlungen aus dem* Jahre 1841, Zweiter Teil (Берлин, 1843), с. 1.

[2] *Trans. Camb. Phil. Soc.* VII (1842), с. 397.

[3] О'Брайен, loc. cit. §§15, 28.

[4] *Journal de Math.* (2), XIII (1868), стр. 313, 425; ср. также *Comptes Rendus*, CXVII (1893), стр. 80, 139, 193. Уравнения, сходные с некоторыми из уравнений Буссинеска, впоследствии вывел Карл Пирсон, *Proc. Lond. Math. Soc.* XX (1889), с. 297, из гипотезы о том, что энергия натяжения содержит скорости.

Джозефом Буссинеском (1842–1929). До этого времени, как мы видели, исследователи подразделялись на две группы в зависимости от того, приписывали ли они оптические свойства различных тел изменениям инерции светоносной среды или изменениям ее упругих свойств. Буссинеск, занимая позицию вне этих школ, принял, что эфир во всех материальных телах ничем не отличается от эфира в межпланетном пространстве, как в отношении инерции, так и в отношении жесткости, и что оптические свойства материи вызваны взаимодействием эфира с материальными частицами. Почти то же самое предполагали Нейман и О'Брайен. Он допустил, что эти материальные частицы рассеяны в эфире почти так же, как частицы пыли рассеяны в воздухе.

Если за $\mathbf{e}$ обозначить смещение в точке (x, y, z) в эфире, а за $\mathbf{e}'$ — смещение весомых частиц в этом же месте, уравнением движения эфира будет

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = -\Big(k + \frac{1}{3}n\Big)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{e} - n\nabla^2\mathbf{e} - \rho_1\frac{\partial^2\mathbf{e}'}{\partial t^2}, \qquad (1)$$

где ρ и ρ_1 обозначают плотности эфира и материи соответственно, а k и n, как обычно, обозначают упругие постоянные эфира. Это уравнение отличается от обыкновенного уравнения Коши – Грина только наличием члена $\rho_1\partial^2\mathbf{e}'/\partial t^2$, который представляет влияние инерции на материю. К этому уравнению следует добавить еще одно, выражающее связь смещений материи и эфира; если допустить, что эти уравнения просто пропорциональны друг другу, скажем,

$$\mathbf{e}' = A\mathbf{e}, \qquad (2)$$

где константа A зависит от природы весомого тела, то наше уравнение принимает форму

$$(\rho + \rho_1 A)\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = -(k + \frac{1}{3}n)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{e} + n\nabla^2\mathbf{e}.$$

Это, в сущности, то же самое уравнение, которое получалось в старых теориях, где предполагалось, что инерция светоносной среды изменяется в зависимости от среды. Пока вроде бы в работе Буссинеска нет ничего нового. Но, если рассмотреть оптику кристаллов, дисперсию и вращательную поляризацию, преимущество его метода становится очевидным: он оставляет уравнение (1) как универсально

истинную формулу, по меньшей мере, для тел, находящихся в состоянии покоя, тогда как уравнение (2) изменяется в зависимости от условий конкретного случая. Таким образом, дисперсию можно объяснить, если вместо уравнения (2) взять отношение

$$\mathbf{e}' = A\mathbf{e} - D\nabla^2\mathbf{e},$$

где D — константа, измеряющая диспергирующую способность вещества. Тогда вращение плоскости поляризации растворов сахара можно объяснить, если допустить, что в таких телах уравнение (2) замещается уравнением

$$\mathbf{e}' = A\mathbf{e} + B\,\mathrm{rot}\,\mathbf{e},$$

где B — константа, измеряющая силу вращения. Оптические свойства кристаллов можно объяснить, если допустить, что для них уравнение (2) должно замещаться уравнениями

$$e'_x = A_1 e_x, \quad e'_y = A_2 e_y, \quad e'_z = A_3 e_z.$$

Если эти значения составляющих $\mathbf{e}'$ подставить в уравнение (1), то мы, очевидно, получим те же формулы, которые были выведены из гипотезы Стокса – Ранкина – Рэлея о том, что инерция в кристалле различна в различных направлениях. Теория оптики кристаллов Буссинеска практически эквивалентна этой гипотезе.

Оптические свойства движущихся тел можно объяснить изменяя уравнение (1) так, чтобы оно приняло форму

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = -(k + \frac{1}{3}n)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{e} + n\nabla^2\mathbf{e} - \\ - \rho_1\Big(\frac{\partial}{\partial t} + w_x\frac{\partial}{\partial x} + w_y\frac{\partial}{\partial y} + w_z\frac{\partial}{\partial z}\Big)^2\mathbf{e}',$$

где $\mathbf{w}$ обозначает скорость весомого тела. Если это случай с обыкновенным изотропным телом и если мы примем, что свет распространяется параллельно оси z в среде, движущейся в том же направлении, причем вектор света параллелен оси x, то это уравнение сводится к

$$\rho\frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} = n\frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2} - \rho_1 A\Big(\frac{\partial}{\partial t} + w\frac{\partial}{\partial z}\Big)^2 e_x;$$

подставляя

$$e_x = f(z - Vt),$$

где V — скорость распространения света в среде, рассчитанная относительно неподвижного эфира. Для V мы получаем значение

$$\left(\frac{n}{\rho + \rho_1 A}\right)^{1/2} + \frac{\rho_1 A}{\rho + \rho_1 A} w.$$

Значит, абсолютная скорость света увеличивается на величину $\rho_1 A w/(\rho + \rho_1 A)$ из-за движения среды; это можно записать как $(\mu^2 - 1)w/\mu^2$, где μ — показатель преломления, так что теория Буссинеска приводит к той же формуле, которую полвека назад дал Френель[1].

Заслуга Буссинеска заключается в том, что он ясно показал, что все пространство как внутри весомых тел, так и снаружи, занимает идентичный эфир, инерция и упругость которого неизменна везде; что все эфирные процессы следует представлять уравнениями двух видов, один из которых выражает неизменные уравнения движения эфира, а второй — взаимодействие эфира и материи. Много лет спустя эти идеи возродили в связи с электромагнитной теорией, в современных вариантах которой они действительно имеют фундаментальное значение.

---

[1]Ср. стр. 138.

Глава 6
Фарадей

В конце 1812 года Дэви получил письмо, в котором автор, ученик переплетчика, Майкл Фарадей, выражал желание оставить свое ремесло и получить работу в научной лаборатории. К письму прилагался аккуратно написанный конспект[1], который молодой человек — ему был 21 год — составил из публичных лекций самого Дэви. Великий химик любезно ответил на письмо и назначил собеседование, во время которого выяснил, что написавший ему человек занимался самообразованием, читая книги, которые нужно было переплести. Позднее Фарадей писал: «Особенно мне помогли две книги: *Британская энциклопедия* (*Encyclopaedia Britannica*), из которой я почерпнул свои первые познания в области электричества, и книга миссис Джейн Марсе *Беседы по химии* (*Conversations on Chemistry*), которая научила меня азам этой науки». До того, как обратиться к Дэви, Фарадей провел ряд химических опытов, сам сделал гальванический столб, с помощью которого разложил на составляющие несколько сложных веществ.

По рекомендации Дэви весной следующего года Фарадей был принят в лабораторию Королевского института, который был основан в конце восемнадцатого века под покровительством графа Румфорда. В этом институте он проработал всю жизнь: сначала как ассистент, затем (после смерти Дэви в 1829 году) как директор лаборатории, а начиная с 1833 года как профессор кафедры химии, которая была основана ради него.

В течение многих лет Фарадей находился под непосредственным влиянием Дэви и занимался, главным образом, исследованиями в области химии. Но в 1821 году, когда, благодаря открытию Эрстеда, всеобщее внимание привлекла новая область исследований, Фарадей составил *Исторический очерк об электромагнетизме* (*Historical Sketch of Electro-Magnetism*)[2], для подготовки к которому он тщательно повторил все опыты, описанные авторами, о которых он упоминал

[1] Он все еще хранится в Лондонском королевском институте.

[2] Опубликован в *Annals of Philosophy*, II (1821), стр. 195, 274; III (1822), с. 107.

в своей работе. Судя по всему, именно это положило начало прославившим его исследованиям.

Научный труд, который открывает опубликованные тома связанных с электричеством работ Фарадея[1], был представлен Лондонскому Королевскому обществу 24 ноября 1831 года. При исследовании Фарадея вдохновляла, по его собственному утверждению, надежда найти аналогию между поведением электричества, наблюдаемого при движении в токах, и поведением электричества в остальных проводниках. Было уже известно, что статическое электричество обладает силой «индукции», т. е. способностью создавать электрический заряд противоположного знака в находящихся поблизости телах. Может быть, электрические токи имеют похожее свойство? Первоначально идея заключалась в том, что если ток заставить течь в любом контуре, то в любом соседнем контуре будет течь индуцированный ток, который будет существовать, пока существует индуцирующий ток. Фарадей обнаружил, что это не так: индуцированный ток действительно возникал, но существовал только мгновение, и ощутить его можно было только при замыкании и размыкании первичной обмотки. Вскоре Фарадей понял, что индуцированный ток зависит не только от существования индуцирующего тока, но и от его изменения[2].

Фарадей решил определить законы индукции токов, для чего он изобрел новый способ представления состояния магнитного поля. Философы уже давно привыкли[3] иллюстрировать магнитную силу, разбрасывая железные опилки по листу бумаги и наблюдая кривые, которые они образуют, если под этот лист положить магнит. Эти кривые навели Фарадея[4] на мысль о *магнитных силовых линиях*[5],

---

[1]Майкл Фарадей *Experimental Researches in Electricity* в 3 томах.

[2]К этому великому открытию был близок Ампер; ср. С. П. Томпсон *Phil. Mag.* XXXIX (1895),с. 534.

[3]Эта практика уходит, по крайней мере, во времена Никколо Кабео; кривые, которые очертил Петрус Перегрино на сфероидальном магнитном железняке, являлись проекциями силовых линий. Среди авторов восемнадцатого века ла Гир упоминает об использовании железных опилок: *Mem. de l'Acad.*, 1717. Фарадей ссылался на них в работе по электромагнетизму от 1821 года, *Exp. Res.* II, с. 127.

[4]Впервые эти кривые были определены в работе *Exp. Res.* §114: «Под магнитными кривыми я понимаю магнитные силовые линии, измененные под влиянием близко расположенных полюсов, которые можно изобразить с помощью магнитных опилок; или линии, касательной к которым могла бы стать очень маленькая магнитная стрелка».

[5]Термин *силовые линии (lineae virtutis)* использовали философы школы Аристотеля в связи с магнетизмом, например, в *Philosophia magnetica* (1629) Никколо Кабео.

или о кривых, направление которых в каждой точке совпадает с направлением вектора напряженности магнитного поля в этой точке; кривые, создаваемые железными опилками на бумаге, напоминают эти кривые настолько, насколько это возможно, при условии, что они ограничены плоскостью бумаги.

Фарадей считал, что все пространство заполнено такими магнитными силовыми линиями. Каждая силовая линия — это замкнутая кривая, которая в какой-то своей части проходит через магнит, к которому принадлежит[1]. Следовательно, если в пространстве взять сколь угодно маленькую замкнутую кривую, силовые линии, пересекающие эту кривую должны образовать трубчатую поверхность, возвращающуюся в себя: такая поверхность называется *силовой трубкой*. Из силовой трубки можно извлечь информацию не только о направлении вектора напряженности магнитного поля, но и о его величине; так как произведение этой величины[2] и площади поперечного сечения любой трубки постоянно по всей длине этой трубки[3]. Этот результат подал Фарадею идею о разделении всего пространства на ячейки посредством трубок, причем каждая трубка такова, что вышеописанное произведение имеет одну и ту же определенную величину. Для простоты каждую такую трубку можно называть «единичной силовой линией»; тогда силу поля указывает разреженность или сгущенность единичных силовых линий[4], так что количество силовых линий, пересекающих единичную площадь, расположенную перпендикулярно их направлению в любой точке, определяет напряженность магнитного поля в этой точке.

Все размышления Фарадея основывались на силовых линиях. «Я не могу удержаться, — писал он в 1851 году[5], — от повторного выражения своей убежденности в истинности такого представления магнитного действия, которое дает идея силовых линий. Все, что

[1]*Exp. Res.* III, с. 405.

[2]В этой связи мы должны помнить, что напряженностью магнитного поля в веществе намагниченных тел является напряженность, испытываемая в трещине, стороны которой перпендикулярны линиям намагничивания; другими словами, мы должны принять, что это то самое, что со времен Максвелла называлось магнитной индукцией.

[3]*Exp. Res.* §3073. Эту теорему впервые доказал французский геометр Мишель Шаль в своем научном труде по притяжению элипсоидального листа, *Journal de l'Ecole Polyt.* XV (1837), с. 266.

[4]Ibid. §3122. «Относительная величина силы, или силовых линий, в данном пространстве показана их сгущенностью или разреженностью, т. е. их количеством в данном пространстве».

[5]*Exp. Res.* §3174

установили в отношении этого действия опытным путем, то есть все то, что не является гипотетическим, кажется хорошо и ясно представленным этой идеей»[1].

Фарадей обнаружил, что ток в контуре индуцируется при изменении силы соседнего тока, при приближении к контуру магнита или при перенесении самого контура в присутствие другого тока или магнита. Из этого[2] он увидел, что во всех случаях индукция зависит от относительного движения контура и магнитных силовых линий, расположенных в непосредственной близости от этого контура. Точная природа этой зависимости стала предметом множества последующих опытов. В 1832 году Фарадей обнаружил[3], что токи, созданные индукцией при одних и тех же условиях в разных проводах, пропорциональны проводящей способности этих проводов. Этот результат показал, что индукция заключается в создании определенной электродвижущей силы, которая не зависит от природы провода, а зависит только от пересечений провода с магнитными кривыми. Эта электродвижущая сила создается независимо от того, образуют ли провода замкнутый контур (так что протекает ток) или нет (так что возникает электрическое напряжение).

Теперь осталось только узнать, каким образом электродвижущая сила зависит от относительного движения провода и силовых линий. Сам Фарадей[4] ответил на этот вопрос так: «Независимо от того, движется провод через силовые линии прямо или косо, в одном направлении или в другом, электродвижущая сила равна сумме величин сил, представленных линиями, которые пересек провод», так что «количество электричества, попавшего в ток, напрямую зависит от количества пересеченных кривых»[5]. Наведенная электродвижущая сила фактически просто пропорциональна количеству единичных магнитных силовых линий, пересеченных проводом за секунду.

[1]Некоторые из самых выдающихся современников Фарадея не разделяли это убеждение. «Я заявляю, — писал в 1855 году Георг Эйри, — что я с трудом могу представить, что человек, который практически и теоретически знает согласованность «между наблюдением и результатами вычисления, основанного на действии на расстоянии», может медлить при выборе между этим простым и точным действием, с одной стороны, и чем-то столь смутным и изменчивым, как силовые линии, с другой стороны». Ср. Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 353.

[2]*Exp. Res.* §116.

[3]Ibid. §213.

[4]*Exp. Res.* §3082.

[5]Ibid. §3115.

Это фундаментальный принцип индукции токов. Вся честь этого открытия несомненно принадлежит Фарадею; однако для правильного понимания прогресса электрической теории в этот период необходимо помнить, что прошло много лет, прежде чем все концепции, содержащиеся в принципе Фарадея, стали ясными и понятными для его современников, а до этого времени к задаче формулировки законов индукционных токов успешно подходили с иных позиций. В действительности существовало множество препятствий для непосредственного принятия работы Фарадея современными ему математиками. Сам Фарадей не был математиком, а потому он не мог разговаривать с ними на их языке, и его излюбленный способ представления через движущиеся силовые линии отталкивал аналитиков, которые прошли школу Лапласа и Пуассона. Более того, сама идея электродвижущей силы, которую Ом в своем научном труде применял к токам несколькими годами ранее, была, как мы видели, не ясна и превратно понята.

Теория Фарадея порождала любопытный вопрос: если вращать стержневой электромагнит вокруг своей оси, будут ли вместе с ним вращаться его магнитные силовые линии. Сам Фарадей считал, что силовые линии не вращаются[1]. В соответствии с этим взглядом вращающийся магнит, как и Землю, следует рассматривать как движущийся через свои собственные силовые линии, так что он должен приобретать на экваторе и полюсах заряды противоположных знаков; и если бы провод, не участвующий во вращении Земли, вступил с полюсом и экватором Земли в скользящий контакт, ток через него тек бы непрерывно. Фарадей сам провел опыты, подтверждающие эти взгляды[2]; однако они не строго доказывают его гипотезу о том, что силовые линии остаются в состоянии покоя, поскольку несложно увидеть[3], что если бы они вращались, то создаваемую их вращением часть электродвижущей силы можно было бы получить из потенциала, и потому она никак не влияла бы на замкнутые контуры, подобные тем, которые использовал Фарадей.

Через три года после того, как Фарадей начал исследовать индукционные токи, он пришел к важному расширению этого вопроса

[1]Ibid. §3090.

[2]*Exp. Res.*, §§218, 3109 и т. д.

[3]Ср. В. Вебер *Ann. d. Phys.* LII (1841), с. 353; С. Толвер Престон *Phil. Mag.* XIX (1885), с. 131. В 1891 году С. Т. Престон (*Phil. Mag.* XXXI, с. 100) придумал решающий опыт для проверки этого вопроса, но не провел его из-за отсутствия достаточно чувствительного электрометра.

благодаря наблюдению, о котором сообщил ему другой ученый. Уильям Дженкин заметил, что электрический удар можно получить от источника электричества не сильнее одного элемента, при условии, что провод, через который проходит ток, длинный и намотанный: удар можно почувствовать при нарушении контакта[1]. Поскольку Дженкин на этом остановился, Фарадей продолжил это исследование и показал[2], что сильный кратковременный ток, который наблюдается при размыкании контура, — на самом деле индукционный ток, который подчиняется тем же самым законам, что и все другие индукционнные токи, но с той особенностью, что в этом случае индуцирующий и индукционный токи протекают в одном и том же контуре. В действительности, ток в установившемся состоянии создает вокруг себя магнитное поле, силовые линии которого связаны с контуром, и исчезновение этих силовых линий при размыкании контура создает индукционный ток, который значительно усиливает первичный ток перед его остановкой. Это явление назвали *самоиндукцией*.

Обстоятельства, сопутствующие открытию самоиндукции, вызвали критику со стороны Фарадея многих предложений, которые постоянно представляли на его рассмотрение. Он заметил, что несмотря на то, что в разное время многие авторы представляли ему свои соображения, результат последовал только в случае с Дженкиным. «Как правило, дилетанты серьезно мешают опытному философу»[3].

Открытия Эрстеда, Ампера и Фарадея показали, что наука о магнетизме тесно связана с наукой об электричестве. Но все еще оставалась неясной связь между различными отраслями науки об электричестве. Несмотря на то, что опыты Волластона 1801 года действительно доказали своего рода идентичность токов, полученных как при трении, так и гальванически, тридцать лет спустя этот вопрос все еще считался открытым[4], поскольку не ожидалось никакого удовлетворительного объяснения того факта, что электричество

[1]Похожее наблюдение сделал Джозеф Генри (1797–1878) и опубликовал его в *Amer. Jour. Sci.* XXII (1832), с. 408. Искру при разрыве спирально намотанной цепи часто наблюдали, например, Пуйе и Нобили.

[2]*Exp. Res.*, §1048.

[3]Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 45.

[4]Ср. Джон Дэви *Phil. Trans.* (1832), с. 259; В. Риччи ibid., с. 279. Дэви предположил, что электрическая сила, «аналогично солнечному лучу», может быть «не простой силой, а комбинацией сил, которые могут различным образом объединяться и производить все разновидности электричества, которые нам знакомы».

трения выглядит как явление, связанное с поверхностью тела, тогда как гальваническое электричество проводится внутри вещества тел. Теперь этим вопросом занялся Фарадей, и в 1833 году ему удалось[1] показать, что каждое известное действие электричества — физиологическое, магнитное, световое, тепловое, химическое и механическое — можно обеспечить, используя как электричество, полученное трением, так и электричество, полученное из гальванической батареи. Впредь идентичность этих видов электричества считалась бесспорной.

Однако среди более поздних авторов бытовало несколько ошибочное понимание выводов, которые можно сделать из этой идентификации. Фарадей доказал только, что процесс, который протекает в проводе, соединяющем выводы гальванического элемента, имеет ту же природу, что и процесс, который в течение короткого времени протекает в проводе, посредством которого разряжается конденсатор. Он не доказал и не утверждал, что доказал то, что этот процесс заключается в реальном движении квази-субстанции, электричества, от одной пластины конденсатора к другой, или двух квази-субстанций, смоляного и стеклянного родов электричества, в противоположных направлениях. Этот процесс изображали таким образом многие его предшественники, в особенности, Вольта; и большинство его последователей делали то же самое, но сам Фарадей воздержался от таких допущений.

Все теории и все ученые сходятся в том, что скорость увеличения общего значения электростатического заряда в любом объемном элементе равна избытку втекающего тока над вытекающим[2]. Это утверждение можно представить уравнением

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{s} = 0, \tag{1}$$

где ρ — объемная плотность электростатического заряда, $\mathbf{s}$ — ток в точке (x, y, z) за время t. Допущение Вольты — это действительно один способ физического толкования этого уравнения: он появляется при сравнении уравнения (1) с уравнением

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0,$$

[1] *Exp. Res.*, выпуск III.

[2] Первое удовлетворительное экспериментальное доказательство сохранения электрического заряда дал Фарадей в *Phil. Mag.* XXII (1843), с. 200; *Exp. Res.*, II, с. 279.

которое является уравнением непрерывности жидкости с плотностью ρ и скоростью $\mathbf{v}$. Можно отождествить эти два уравнения, допуская, что $\mathbf{s}$ имеет ту же физическую природу, что и произведение $\rho\mathbf{v}$. Именно так и поступали те, кто принимал допущение Вольты.

Но можно было бы сделать и другие допущения, которые так же хорошо объясняли бы физический смысл уравнения (1). Например, если допустить, что ρ является конвергенцией *любого* вектора, временным потоком которого является величина $\mathbf{s}$,[1] уравнение (1) удовлетворяется автоматически; можно представить, что по своей природе этот вектор является вектором смещения. При таком допущении мы избегаем необходимости рассматривать ток проводимости как реальный поток электрических зарядов или размышлять, являются ли дрейфующие заряды положительными или отрицательными; и уже не будет ничего удивительного в том, что электрические заряды противоположных знаков при объединении дают нулевой эффект.

Сам Фарадей хотел оставить этот вопрос открытым, чтобы избежать какого бы то ни было определенного допущения[2]. Возможно, наилучшее представление о его взглядах может дать лабораторная запись[3], датированная 1837 годом:

«После длительного рассмотрения способа расстановки электрических сил в различных явлениях в общем случае я пришел к определенным выводам, которые я попытаюсь записать, не связывая себя никаким мнением относительно причины возникновения электричества, то есть относительно природы силы. Если электричество существует независимо от материи, тогда я полагаю, что гипотеза об одной жидкости не устоит против гипотезы о двух. По-моему, очевидно, что существует то, что я могу назвать двумя элементами силы, равными по значению и действующими по направлению друг к другу. Однако эти силы можно различить только по *направлению*, и

---

[1]В символах

$$\operatorname{div}\mathbf{q} = -\rho, \quad \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{s},$$

где $\mathbf{q}$ обозначает рассматриваемый вектор.

[2]«Его главная цель, — сказал Гельмгольц во время лекции о Фарадее в 1881 году, — состояла в том, чтобы выразить в своих новых концепциях только факты с минимально возможным использованием гипотетических субстанций и сил. Это был настоящий прогресс в общем научном методе, который должен был очистить науку от последних остатков метафизики».

[3]Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 77.

возможно, что они разделены не более, чем северная и южная силы в элементах магнитной стрелки. Они могут быть полярными точками сил, находящихся в частицах материи изначально».

Можно заметить, что с момента возникновения математической теории электростатики спор между сторонниками одно- и двухжидкостной теорий стал, очевидно, бесполезным. Аналитические уравнения, которые притягивали к себе всеобщий интерес, можно было интерпретировать в равной степени хорошо на основе любой из двух гипотез, а перспективы их разделения под влиянием какого-нибудь нового экспериментального открытия ожидать не приходилось. Но задача не теряет своего очарования, даже если выглядит нерешаемой. «Однажды я сказал Фарадею, — писал Стокс своему тестю в 1879 году, — сидя рядом с ним за ужином в Британской ассоциации, что, по моему мнению, мы сделаем огромный шаг вперед, когда сможем сказать об электричестве то же, что мы говорим о свете, а именно, что его составляют волнообразные движения. Он сказал мне, что, на его взгляд, мы еще слишком далеки от этого»[1].

Чтобы провести следующий ряд исследований[2], Фарадей вернулся к предметам, которые первыми привлекли его внимание, когда он был еще учеником переплетчика и ходил на лекции Дэви: гальваническому столбу и связи электричества с химией.

В это время все считали, что раствор, через который пропускают электрический ток, разлагается, главным образом, под действием сил притяжения и отталкивания, прикладываемым к молекулам раствора металлическими выводами, через которые ток входит в раствор и выходит из него. Существование подобных сил допускала как гипотеза Гротгуса и Дэви, так и конкурирующая гипотеза де ля Рива[3]; причем главное отличие между ними состояло в том, что Гротгус и Дэви допускали цепочку разложений и воссоединений в жидкости, а де ля Рив полагал, что разлагаются только молекулы, находящиеся рядом с выводами, и приписывал их фрагментам способность двигаться через жидкость от одного вывода к другому.

В целях проверки этой доктрины влияния выводов Фарадей смочил лист бумаги соляным раствором, положил его на кусок воска в воздухе, чтобы занять часть расстояния между двумя остриями иголок, которые соединялись с электрической машиной. Когда ма-

[1]Стокс *Scientific Correspondence*, I, с. 353.
[2]*Exp. Res.* §450 (1833).
[3]См. стр. 101.

шину приводили в действие, ток передавался между остриями иголок через смоченную бумагу и два воздушных промежутка, которые находились по обе стороны бумаги; при этих условиях было обнаружено, что соль подверглась разложению. Поскольку в этом случае раствор не контактировал с металлическими выводами, было очевидно, что все гипотезы, которые приписывали разложение действию выводов, никуда не годятся.

Теперь, благодаря уничтожению предыдущих теорий, почва была очищена, и Фарадей мог создать свою собственную теорию. Он сохранил одну из идей доктрины Гротгуса и Дэви, которая заключалась в том, что цепочка разложений и воссоединений происходит в жидкости, однако эти молекулярные процессы он приписал не действию выводов, а силе, которой обладает сам электрический ток повсеместно при его течении через раствор. Если в качестве примера мы рассмотрим соседние молекулы A, B, C, D, ... сложного вещества, — скажем, воды, которая, как считалось в то время, непосредственно разлагается током, — Фарадей полагал, что до прохождения тока водород молекулы A будет тесно связан с кислородом молекулы A и менее тесно связан с атомами кислорода молекул B, C, D, ...: предполагалось, что эти последние связи являются причиной притяжения частей твердых тел и жидкостей[1]. Когда электрический ток пропускают через жидкость, усиливается сродство водорода A с кислородом B, если A и B расположены по направлению тока; водород A снимает некоторые из своих связей с кислорода A, с которым он в данный момент связан. Пока водород и кислород молекулы A остаются в связи, вызванное таким образом состояние является всего лишь состоянием поляризации; но сложная молекула не может выдержать наложенного на нее напряжения, и молекула A распадается на водород и кислород. Таким образом, происходит разложение, за которым следует воссоединение, в результате которого после каждого обмена атом кислорода объединяется с партнером, ближайшим к положительному выводу, а атом водорода объединяется с партнером, ближайшим к отрицательному выводу.

Эта теория объясняет, почему обычно получившиеся вещества обычно появляются только на выводах: выводы являются ограничивающими поверхностями разлагающегося вещества, и везде, за исключением выводов, каждая частица находит другие частицы с противоположной тенденцией, с которыми она может объединиться.

[1] *Exp. Res.*, §523.

Она также объясняет, почему во многих случаях выводы не удерживают атомы получившихся веществ (очевидная сложность для всех теорий, которые говорят о притяжении атомов выводами): получившиеся вещества выталкиваются из жидкости, а не вытягиваются под действием силы притяжения.

Множество дилемм, осложнявших старые теории, сразу же пропали, когда явления стали рассматривать с позиций Фарадея. Так, простые смеси (в противоположность химическим сложным веществам) не разделяются на составляющие под действием электрического тока; хотя казалось бы нет такой причины, по которой полярное притяжение Гротгуса – Дэви не должно действовать на элементы смеси так же, как оно действует на элементы сложного вещества.

Во второй половине того же года (1833) Фарадей снова занялся этим предметом[1]. Именно в это время он ввел термины, которые с тех самых пор повсеместно используют для описания явлений электрохимического разложения. Выводы, через которые электрический ток входит в разлагающееся вещество или выходит из него, он назвал *электродами*. Электрод с высоким потенциалом, на котором образуются кислород, хлор, кислоты и т. д., он назвал *анодом*, а электрод с низким потенциалом, на котором образуются металлы, щелочи и основания, — *катодом*. Вещества, которые разлагаются непосредственно током, он назвал *электролитами*; части, на которые они разлагаются — *ионами*; кислотные ионы, которые движутся к аноду, он назвал *анионами*, а металлические ионы, которые движутся к катоду, — *катионами*.

Затем Фарадей решил проверить истинность гипотезы, которую он опубликовал более года назад[2] и о которой Гей-Люссак и Тенар[3], видимо, думали еще в 1811 году, о том, что скорость разложения электролита зависит исключительно от интенсивности проходящего через него электрического тока и не зависит от размера электродов или концентрации раствора. Установив точность этого закона[4], при сравнении различных электролитов он обнаружил, что масса любого иона, высвобожденного данным количеством электричества, пропорциональна его *химическому эквиваленту*, т. е. количеству этого иона, которое необходимо для его объединения с какой-то стандартной

[1] *Exp. Res.*, §661.

[2] Ibid. §377, декабрь 1832 г.

[3] *Recherches Physico-chimiques faites sur la pile* (Париж, 1811), с. 12.

[4] *Exp. Res.*, §§713–821.

массой какого-то стандартного элемента. Если валентность элемента n, т. е. один из его атомов может удерживать в соединении n атомов водорода, химическим эквивалентом этого элемента можно считать $1/n$ от его относительной атомной массы; а следовательно, результат Фарадея можно выразить, сказав, что электрический ток будет высвобождать только один атом рассматриваемого элемента за время, которое понадобилось бы, чтобы высвободить n атомов водорода[1].

Фарадею казалось, что количественный закон[2] указывает на то, что «атомы материи каким-то образом обладают электрическими силами или связаны с ними. Именно из-за этих сил они имеют самые поразительные качества, такие как взаимное химическое сродство». Рассматривая факты электролитического разложения с такой точки зрения, он показал, насколько естественно предположить, что электричество, проходящее через электролит, является точным эквивалентом того электричества, которым *обладают* атомы, разделенные на электродах; и это означает, что *существует определенное абсолютное количество электрической силы, связанное с каждым атомом материи.*

Претензии этого великолепного предположения он убежденно защищал. «Гармония, — писал он[3], — которую оно привносит в связанные теории определенных пропорций и электрохимического сродства, огромна. Согласно этому предположению, эквивалентные массы веществ — это просто те их количества, которые содержат равные количества электричества, или обладают естественно равными электрическими силами; и именно ЭЛЕКТРИЧЕСТВО *определяет* эквивалентное число, *потому что* оно определяет объединяющую силу. Или, если принять атомную теорию или язык, то атомы веществ, которые эквивалентны друг другу по обыкновенному химическому действию, обладают равными количествами электричества, естественно связанными с ними. Но, — добавлял он, — я должен признаться, что осторожно отношусь к термину *атом*: хотя говорить об атомах очень легко, очень сложно сформировать ясное представление об их природе, особенно при рассмотрении сложных веществ».

---

[1]В современных единицах измерения 96 580 кулонов электричества должны пройти по контуру, чтобы высвободить из каждого иона количество граммов, равное частному относительной атомной массы и валентности.

[2]*Exp. Res.*, §852.

[3]Ibid. §869.

Из-за этих открытий и идей Фарадей склонялся к тому, чтобы предпочесть из всех конкурирующих теорий о гальваническом элементе ту, к которой предрасполагали все его антецеденты и связи. Спор между сторонниками контактной гипотезы Вольта, с одной стороны, и химической гипотезы Дэви и Волластона, с другой, продолжался уже целое поколение без какого бы то ни было решающего результата. В Германии и Италии объяснение на основе контактной гипотезы было общепринятым из-за влияния Христиана Генриха Пфаффа (1773–1852) из Киля и Ома, а среди молодежи, Густава Теодора Фехнера (1801–87) из Лейпцига[1] и Стефано Марианини (1790–1866) из Модены. Среди французских авторов де ля Рив из Женевы, как мы видели, активно поддерживал химическую гипотезу, и этой же стороны в споре всегда придерживались английские философы.

Нет сомнения в том, что когда два металла приводят в контакт, разность их потенциалов возникает без видимого химического действия. Сторонники контактной теории рассматривали этот факт как прямое проявление «контактной силы», отличной от всех других известных в природе сил, а сторонники химической теории объясняли этот факт как следствие химического сродства или возникающего химического действия между металлами и окружающим воздухом или влагой. Не подлежит сомнению и то, что непрерывное действие гальванического элемента всегда сопровождается химическими объединениями или разложениями. Сторонники химической теории утверждали, что эти объединения и разложения создают эффективный источник тока, а сторонники контактной теории рассматривали эти процессы как вторичные действия и приписывали постоянную циркуляцию электричества вечному стремлению электродвижущей контактной силы передать заряд от одного вещества к другому.

[1]Иоганн Кристиан Поггендорф (1796–1877) из Берлина, который в течение длительного времени издавал *Annalen der Physik*, изначально склонялся к химической теории, но в 1838 году убедился в истинности контактной теории, которую с тех пор активно защищал. Среди защитников этой теории следует упомянуть и Морица Германна Якоби (1801–74) из Дорпата.

Первый цикл исследований этого предмета Фарадей осуществил в 1834 году (*Exp. Res.*, выпуск VIII). В 1836 году де ля Рив встал на его сторону в работе *Recherches sur la Cause de l'Electr. Voltaique*. Взгляды Фарадея и де ля Рива критиковали Пфафф в работе *Revision der Lehre vom Galvanismus* (Киль, 1837) и Фехнер в работе *Ann. d. Phys.* XLII (1837), с. 481 и XLIII (1838), с. 433; переведены в *Phil. Mag.* XIII (1838), стр. 205, 367. Фарадей вернулся к этому вопросу в 1840 году, *Exp. Res.*, выпуски XVI и XVII.

Одним из самых активных сторонников химической теории среди английских физиков, работавшим незадолго до Фарадея, был Петер Марк Роже (1779–1869), который привел два самых веских аргумента в пользу этой теории. Прежде всего, аккуратно проведя различие между *количеством* электричества, которое элемент приводит в циркуляцию, и *напряжением*, под которым подается это электричество, он показал, что последнее зависит от «энергии химического действия»[1]. Этот факт вместе с открытием Фарадея того, что количество электричества, приведенное в циркуляцию, зависит от количества потребленных химикатов, исключает любые сомнения относительно происхождения гальванической активности. Принцип Роже впоследствии проверили Фарадей[2] и де ля Рив[3]; «электричество гальванического столба по своей интенсивности пропорционально интенсивности сродств, вовлеченных в его создание», сказал Фарадей в 1834 году; а в 1836 году де ля Рив написал: «Интенсивность токов, образованных при объединениях и разложениях, точно пропорциональна степени сродства между атомами, объединение или разделение которых породило эти токи».

Однако Роже не остановился на этом и добавил еще один очень важный аргумент. «Если бы, — писал он[4], — существовала сила, обладающая свойством, которое ей приписывает контактная гипотеза и которое заключается в том, что эта сила способна давать постоянный импульс жидкости в одном постоянном направлении, при этом не истощаясь от своего собственного действия, она существенно отличалась бы от всех известных в природе сил. Все силы и источники движения, функционирование которых нам знакомо, производя свойственные им действия, растрачиваются в том же соотношении, в каком производят эти действия; отсюда следует, что с их помощью невозможно получить вечное действие, или, другими словами, вечное движение. Но электродвижущая сила, которую Вольта приписывал контактирующим металлам, — это сила, которая, если свободному

[1]«Абсолютное количество электричества, которое таким образом получается и приводится в циркуляцию, будет зависеть от многих обстоятельств, например, от размера поверхностей, вступивших в химическое действие, от средств передачи электричества и т. п. Но степень его интенсивности, или *напряжение*, как ее часто называют, будет регулироваться иными причинами, а в особенности энергией химического действия». (Роже *Galvanism* [1832], §70).

[2]*Exp. Res.*, §§908, 909, 916, 988, 1958.

[3]*Annales de chimie* LXI (1836), с. 38.

[4]Роже *Galvanism* (1832), §113.

течению запускаемого ей электричества не препятствуют, никогда не иссякает и продолжает действовать с неуменьшающейся интенсивностью, создавая вечное действие. Против истинности этой гипотезы вряд ли может возникнуть много возражений».

Этот принцип, который чуть-чуть не дотягивает до теории сохранения энергии применительно к гальваническому элементу, подтвердил и Фарадей. Он писал, что процесс, который придумали сторонники контактной теории «действительно был бы равноценен *созданию силы*, не похожей ни на одну другую силу в природе». Во всех известных случаях энергия не образуется, а только превращается. В мире нет такого понятия как «чистое создание силы; производство силы без соответствующего истощения чего-либо, что ее создает»[1].

С течением времени каждая из конкурирующих теорий элемента была модифицирована в направлении противоположной ей теории. Сторонники контактной теории признали важность поверхностей, по которым металлы контактируют с жидкостью, где, безусловно, происходит главное химическое действие; а сторонники химической теории сознались в ее неспособности объяснить состояние напряжения, существующее перед замыканием контура, без введения гипотез, столь же неопределенных, сколь гипотеза о контактной силе.

Сам Фарадей считал[2], что, если пластинку амальгамированного цинка поместить в разбавленную серную кислоту, то она «обладает способностью действовать, притягивая кислород из частиц, которые с ней контактируют, создавая похожие силы, которые уже действуют между этими и другими частицами кислорода и частицами водорода в воде, в особом напряженном или поляризованном состоянии, и, вероятно, в это же время она способна приводить некоторые из своих собственных частиц, контактирующих с водой, в подобное состояние, но с противоположным знаком. Пока сохраняется это состояние, дальнейшего изменения не происходит: но когда оно ослабляется при замыкании контура, обнаруживается, что силы, установившиеся в противоположных направлениях относительно цинка и электролита, достаточны, чтобы нейтрализовать друг друга. Затем происходит ряд разложений и воссоединений частиц водорода и кислорода, из которых состоит вода, между местом контакта с платиной и местом, где цинк активен: очевидно, что эти промежуточные частицы находятся

[1] *Exp. Res.*, §2071 (1840).
[2] *Exp. Res.*, §949.

в тесной связи и зависимости друг от друга. Цинк образует сложное вещество из тех частиц кислорода, которые до этого были связаны с ним и с водородом: кислота удаляет оксид, и чистая поверхность цинка предстает перед водой, чтобы обновиться и повторить действие».

Эти идеи были развиты более поздними приверженцами химической теории, а особенно другом Фарадея Кристианом Фридрихом Шенбейном[1] из Базеля (1799–1868), который открыл озон. Шенбейн придал гипотезе бóльшую определенность, приняв, что при разомкнутом контуре, молекулы воды, расположенные около цинковой пластинки, электрически поляризуются, причем кислородная часть каждой молекулы поворачивается к цинку и приобретает отрицательный заряд, тогда как водородная часть отворачивается от цинка и приобретает положительный заряд. В третьей четверти девятнадцатого века всеобщее мнение благоприятствовало концепции подобного рода. Гельмгольц[2] попытался более глубоко понять молекулярные процессы, принимая, что разные химические элементы обладают разной притягивающей способностью (действующей только на небольших расстояниях) для стеклянного и смоляного электричества. Так калий и цинк сильнее притягивают положительные заряды, а кислород, хлор и бром сильнее притягивают электричество отрицательного знака. Эта гипотеза еще немного отличается от первоначальной гипотезы Вольта тем, что принимает существование двух электрических жидкостей там, где Вольта принимал только одну. Очевидно, что гипотеза Гельмгольца, равно как и гипотеза Вольта, способна объяснить контактную разность потенциалов двух металлов; теми же самыми принципами можно объяснить и действие гальванического элемента, так как два иона, из которых состоят молекулы жидкости, тоже будут обладать разной способностью притягивать электричество и, можно предположить, что они будут объединяться соответственно со стеклянным и смоляным зарядами. Таким образом, когда два металла погружены в жидкость при разомкнутом контуре, отрицательный металл притягивает положительные ионы, а положительный металл притягивает отрицательные ионы,

[1] *Ann. d. Phys.* LXXVIII (1849), с. 289, переведено в *Archives des sc. phys.* XIII (1850), с. 192. В течение многих лет Фарадей и Шенбейн состояли в переписке, которая была издана Г. В. А. Кальбаумом и Ф. В. Дарбиширом (Лондон, Уильямс и Норгейт).

[2] В своем знаменитом научном труде 1847 года по сохранению энергии.

из-за чего возникает поляризованное расположение молекул жидкости около металлов. При замкнутом контуре положительно заряженная поверхность положительного металла растворяется в жидкости; и, поскольку атомы уносят свой заряд с собой, положительный заряд на погруженной в жидкость поверхности этого металла должен постоянно обновляться током, который течет по внешнему контуру.

Мы увидим, что Гельмгольц не придерживался доктрины Дэви относительно электрической природы химического сродства так же непосредственно и непоколебимо, как Фарадей, которому она нравилась в самой прямой и бескомпромиссной форме. «Все факты показывают, — писал он[1], — что ту силу, которую все называют химическим сродством, можно сообщить на расстояние через металлы и определенные формы углерода; что электрический ток — это всего лишь другая форма сил химического сродства; что его сила пропорциональна химическим сродствам, его производящим; что при недостаточной его силе можно обратиться за помощью к химическим элементам: недостаток первого компенсируется эквивалентом последних; что, другими словами, *силы, называемые химическим сродством, и электричество — это одно и то же*».

В промежутке между ранними и поздними работами Фарадея по гальваническому элементу некоторые важные результаты по этому предмету опубликовал Фредерик Даниель (1790–1845), профессор химии в Кингс Колледж, в Лондоне[2]. Даниель показал, что при прохождении тока через водный раствор соли ток переносят ионы, извлеченные из соли, а не ионы кислорода и водорода, извлеченные из воды. Это следует из того, что ток разделяется между различными смешанными электролитами, согласно сложности разложения каждого, а то, что для электролиза чистой воды необходимо приложить немало усилий — общеизвестный факт. Затем Даниель показал, что, скажем, из сульфата натрия появляются не ионы Na_2O и SO_3, а ионы Na и SO_4 и что в подобном случае серная кислота образуется на аноде, а натрий — на катоде при вторичном действии, вызывая наблюдаемое образование кислорода и водорода на этих выводах.

Исследования Фарадеем разложения химических сложных веществ, помещенных между электродами с разным потенциалом, привели его в 1837 году к размышлению о поведении веществ, подобных терпентиновому маслу или сере, если то же самое сделать с ними.

[1] *Exp. Res.*, §918.
[2] *Phil. Trans.* (1839), с. 97.

Эти вещества не проводят электричество и не разлагаются; но если между металлическими поверхностями конденсатора поддерживать определенную разность потенциалов и если в пространство между ними поместить одно из таких изолирующих веществ, то, оказывается, что заряд на каждой поверхности зависит от природы изолирующего вещества. Если для любого конкретного изолятора заряд имеет значение ε, умноженное на значение, которое он имел бы, если бы промежуточным веществом был воздух, то число ε можно рассматривать как меру влияния изолятора на распространение через него электростатического действия; Фарадей назвал это число *диэлектрической проницаемостью* изолятора[1].

Открытие этого свойства изолирующих веществ или *диэлектриков* породило вопрос о том, можно ли его согласовать со старыми представлениями об электростатическом действии. Рассмотрим, например, силу притяжения или отталкивания между двумя маленькими, электрически заряженными телами. Пока они находятся в воздухе, эта сила обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними; но если среду, в которую они погружены, частично изменить, — например, если в промежуточное пространство поместить шарик серы, — этот закон уже не действует; изменение в диэлектрике влияет на распространение электрической напряженности по всему полю.

Эту задачу можно было решить удовлетворительно, только сформировав физическое представление о действии диэлектриков, что и сделал Фарадей.

Первоначальную идею уже давно обнародовал его учитель Дэви. Вспомним[2], что Дэви, объясняя гальванический столб, предположил, что сначала до того, как произойдет химическое разложение, жидкость играет роль, аналогичную роли стекла в лейденской банке, и что именно в этом состоит электрическая поляризация молекул жидкости[3]. Теперь эту гипотезу развил Фарадей. Ссылаясь прежде всего на свою собственную работу по электролизу, он утверждал[4], что диэлектрик ведет себя точно так же, как электролит, до момента его

[1] *Exp. Res.*, §1252 (1837). Кавендиш открыл диэлектрическую проницаемость задолго до этого, но его работы все еще не были опубликованы.

[2] См. стр. 100.

[3] Это четко сформулировано в работе Дэви *Elements of Chemical Philosophy* (1812), часть I, §7, где он утверждает, что важнейшим «свойством непроводников» является «приобретение электрических полярностей».

[4] *Exp. Res.*, §§1164, 1338, 1343, 1621.

распада под действием электрического напряжения; диэлектрик же, действительно, способен выдержать напряжение, не разлагаясь.

«Пусть, — доказывал он[1], — электролитом будет вода: ледяная пластина, покрытая с обеих сторон платиновой фольгой, причем эти покрытия связаны с любым непрерывным источником двух электрических сил, тогда лед приобретет заряд, как в опыте с лейденской банкой, представляя случай обычной индукции, однако ток не потечет. Если лед превратить в жидкость, индукция понизится до определенной степени, потому что сможет течь ток; но его течение зависит от особого *молекулярного расположения* частиц, согласующихся с передачей элементов электролита в противоположных направлениях... Следовательно, как и в действии электролита, *индукция* является *первым этапом*, а *разложение — вторым* (причем мы можем отделить эти этапы друг от друга, приводя электролит в твердое или жидкое состояние). Поскольку природа такой индукции аналогична природе индукции в воздухе, стекле, воске и т. д., производимой любым из обычных средств; и поскольку все действие в электролите оказывается действием частиц, приведенных в особое или поляризованное состояние, я с радостью предположил, что сама обычная индукция во всех случаях является *действием смежных частиц* и что электрическое действие на расстоянии (т. е обыкновенное индуктивное действие) происходит только благодаря влиянию промежуточной материи».

Таким образом, у истоков представления Фарадеем электростатической индукции лежит идея о том, что вся изолирующая среда, в которой происходит действие, находится в состоянии поляризации, подобном тому, которое предшествует разложению в электролите. «Изоляторами, — писал он[2], — можно назвать вещества, частицы которых способны сохранять состояние поляризации, тогда как проводники — это вещества, частицы которых не могут быть постоянно поляризованы».

Представление о поляризации, которого он придерживался в это время, можно преобразовать, исходя из того, что он уже написал об электролитах. Он допустил[3], что в обычном или неполяризованном

---

[1] *Exp. Res.*, §1164.

[2] *Exp. Res.*, §1338.

[3] Это следует воспринимать всего лишь как идею, о которой Фарадей говорит, как о пришедшей в его голову. На тот момент он не был склонен выдвигать определенную гипотезу.

состоянии тела молекулы состоят из атомов, связанных друг с другом силами химического сродства, причем эти силы по своей природе действительно являются электрическими; и что такие же силы действуют, хотя и в меньшей степени, между атомами, принадлежащими различным молекулам, благодаря чему существуют явления сцепления. При возникновении электрического поля изменяется распределение этих сил: некоторые из них усиливаются, другие — ослабевают, действуя симметрично относительно направления приложенной электрической силы.

Такое поляризованное состояние, которое диэлектрик приобретает при помещении его в электрическое поле, представляет очевидную аналогию состоянию магнитной поляризации, которую приобретает масса ковкого железа, помещенная в магнитное поле; а следовательно, совершенно естественно, что при исследовании этого предмета Фарадей ввел *электрические силовые линии*, подобные магнитным силовым линиям, которые он столь успешно применил в своих предыдущих исследованиях. Электрическую силовую линию он определили как кривую, касательная к которой в каждой точке имеет то же направление, что и напряженность электрического поля.

Изменения, происходящие в электрическом поле при изменении диэлектрика, можно очень просто описать с помощью силовых линий. Так, если ввести в поле массу серы или другого вещества с высокой удельной диэлектрической проницаемостью, то эффект будет таков, словно силовые линии стремятся втиснуться в эту массу. Как позднее показал У. Томсон (Кельвин), силовые линии изменяются так же, как изменялись бы в случае постоянного проведения тепла линии теплового потока при введении вещества с более высокой теплопроводной способностью. Изучая изображения силовых линий во множестве отдельных случаев, Фарадей заметил, что они всегда располагаются так, словно подвержены взаимному отталкиванию или словно силовые трубки обладают внутренней тенденцией к расширению[1].

На основе этих представлений интересно интерпретировать закон Пристли и Кулона о притяжении двух противоположно заряженных сфер. По мнению Фарадея, в среде, находящейся между сферами, существует система напряжений, которые можно представить притяжением, или натяжением, вдоль электрических силовых линий в каждой точке и взаимным отталкиванием этих линий, или

[1] *Exp. Res.*, §§1224, 1297, (1837).

боковым давлением. В том месте, где силовая линия заканчивается на одной из сфер, сфера испытывает ее натяжение: таким образом, каждый поверхностный элемент каждой сферы вытягивается наружу. Если бы влияние сфер друг на друга было полностью устранено, то состояние напряжения было бы равномерным вокруг каждой сферы, силы натяжения, действующие на ее поверхностные элементы находились бы в равновесии, не давая результирующей силы, действующей на сферу. Но если две сферы привнести в присутствие друг друга, единичные силовые линии скапливаются на тех поверхностях сфер, которые находятся ближе друг к другу, поэтому результирующая сила тяги на каждой сфере стремится притянуть эту сферу к другой. Когда сферы находятся на расстоянии, намного превышающим их радиусы, сила притяжения почти пропорциональна величине, обратной квадрату расстояния, что и является законом Пристли.

В следующем году (1838) Фарадей расширил[1] свою теорию электростатической индукции, вновь применяя аналогию с магнитной индукцией. Четырнадцатью годами ранее Пуассон представлял[2] замечательную модель молекулярных процессов, сопровождающих намагничивание; теперь Фарадей применил эту модель, чуть изменив ее, для случая индукции в диэлектриках. «Частицы изолирующего диэлектрика, — говорил он[3], — находящиеся под влиянием индукции, можно сравнить с рядом небольших магнитных стрелок, или, точнее, с рядом небольших изолированных проводников. Если бы пространство вокруг заряженного шара было заполнено смесью изолирующего диэлектрика, например, терпентинового масла или воздуха, с небольшими, подобными дроби, сфероидальными проводниками, расположенными в целях изоляции на небольшом расстоянии друг от друга, то эти проводники по своему состоянию и действию в точности напоминали бы то, что я считаю состоянием и действием частиц самого изолирующего диэлектрика. Если бы шар был заряжен, то все эти маленькие проводники были бы поляризованы; если бы шар был разряжен, все они вернулись бы в свое нормальное состояние, чтобы снова поляризоваться при повторном заряжении шара».

В том, что это объяснение подходит для явлений диэлектрической проницаемости, можно убедиться из последующего рассужде-

[1] *Exp. Res.*, выпуск XIV.
[2] См. стр. 89.
[3] *Exp. Res.*, §1679.

ния, которое, в сущности, представляет собой перевод теории Пуассона об индуцированном магнетизме на язык электростатики[1].

Пусть ρ обозначает объемную плотность электрического заряда. Для каждой «маленькой дробинки» Фарадея интеграл

$$\iiint \rho\, dx\, dy\, dz,$$

взятый по всей дробинке, исчезнет, так как общий заряд дробинки равен нулю; но если за $\mathbf{r}$ обозначить вектор $(x,\ y,\ z)$, то интеграл

$$\iiint \rho\mathbf{r}\, dx\, dy\, dz$$

уже не будет равен нулю, так как он представляет электрическую поляризацию дробинки. Если в единичном объеме содержится N дробинок, то величина

$$\mathbf{P} = N\iiint \rho\mathbf{r}\, dx\, dy\, dz$$

представит суммарную поляризацию на единицу объема. Если за $\mathbf{d}$ обозначить электрическую силу, а за $\mathbf{E}$ — среднее значение $\mathbf{d}$, то $\mathbf{P}$ будет пропорционально $\mathbf{E}$, скажем,

$$\mathbf{P} = (\varepsilon - 1)\mathbf{E}.$$

Интегрируя по частям и принимая, что все входящие в уравнение величины изменяются непрерывно и превращаются в ноль в бесконечности, имеем

$$\iiint \Big(P_x\frac{\partial}{\partial x} + P_y\frac{\partial}{\partial y} + P_z\frac{\partial}{\partial z}\Big)\varphi(x, y, z)\, dx\, dy\, dz = \\ = -\iiint \varphi \operatorname{div}\mathbf{P}\, dx\, dy\, dz,$$

где φ обозначает произвольную функцию, а объемные интегралы берутся по бесконечному пространству. Это уравнение показывает, что

[1] У. Томсон (Кельвин) *Camb. and Dub. Math. Journal*, I (ноябрь 1845 г.), с. 75; перепечатано в его *Papers on Electrostatics and Magnetism*, §43 и далее; Ф. О. Моссоти *Arch. des sc. phys.* VI (Женева, 1847 г.), с. 193; *Mem. della Soc. Ital. Modena* (2), XIV (1850), с. 49.

полярное распределение электрического заряда на дробинке эквивалентно объемному распределению в пространстве плотности

$$\overline{\rho} = -\operatorname{div}\mathbf{P}.$$

Теперь фундаментальное уравнение электростатики можно записать в подходящих единицах

$$\operatorname{div}\mathbf{d} = \rho;$$

что при усреднении дает

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = \rho_1 + \overline{\rho},$$

где ρ_1 обозначает объемную плотность свободного электрического заряда, т. е. исключая объемную плотность диполей, или

$$\operatorname{div}(\mathbf{E} + \mathbf{P}) = \rho_1,$$

или

$$\operatorname{div}(\varepsilon\mathbf{E}) = \rho_1.$$

Это фундаментальное уравнение электростатики, которое видоизменили, чтобы учесть влияние диэлектрической проницаемости ε.

Представление о действии, которое постепенно распространяется в среде под влиянием соседних частиц, прочно закрепилось в разуме Фарадея, и он применял его почти для каждой области физики. «Мне представляется возможным, — писал он в 1838 году[1], — и даже вероятным, что действие магнитного поля можно сообщать на расстоянии через действие промежуточных частиц практически так же, как передаются на расстоянии индуктивные силы статического электричества; на некоторое время промежуточные частицы принимают более или менее похожее состояние, которое (несмотря на очень несовершенное представление) я несколько раз называл *электротоническим состоянием*»[2].

Этот же набор идей оказался достаточным и для объяснения электрических токов. Фарадей предположил[3], что проводимость может быть «действием соседних частиц, которое зависит от сил, получившихся в процессе электрического возбуждения; эти силы приводят частицы в состояние натяжения или поляризации[4]; и, находясь

[1] *Exp. Res.*, §1729.

[2] Это название придумали в 1831 году для обозначения состояния материи, подверженной воздействию магнитоэлектрической индукции. Ср. *Exp. Res.*, §60.

[3] *Exp. Res.* III, с. 513.

[4] Как электростатическая индукция в диэлектриках.

в этом состоянии, соседние частицы обладают способностью сообщать друг другу эти силы, которых их ослабляют, вследствие чего происходит разряд».

После десятилетней усиленной работы, которая последовала за открытием индукционных токов, в 1841 году, Фарадей обнаружил, что она повлияла на его здоровье[1], поэтому он отдыхал в течении четырех лет. Второй период его блестящих открытий начался в 1845 г.

В разные времена множество исследователей проводили многочисленные опыты[2] с целью установления связи между магнетизмом и светом. Эти опыты обычно принимали форму попыток намагнитить тело, подвергая его особыми способами воздействию особых видов излучения; и о получении успешного результата сообщали не однажды, но он ни разу не подтвердился при повторном проведении опыта.

Первым истинный путь указал сэр Джон Гершель. Открыв связь между внешним видом кристаллов кварца и их свойством вращения плоскости поляризации света, Гершель заметил, что прямолинейный электрический ток, отклоняющий стрелку вправо и влево на всем протяжении, обладает геликоидальной асимметрией, подобной той, которую демонстрируют кристаллы. Поэтому аналогия «привела меня, — писал он[3], — к заключению о том, что между электрическим током и поляризованным светом существует подобная связь, которую так или иначе можно обнаружить, и что плоскость поляризации отклоняется под воздействием магнитоэлектричества».

Гершель так и не проверил свое предсказание на опыте; это сделал Фарадей, который еще в 1834 году[4] пропустил поляризованный свет через раствор электролита во время прохождения тока в надежде увидеть изменение поляризации. Эта ранняя попытка закончилась неудачей; но в сентябре 1845 года, он изменил опыт, поместив между полюсами возбужденного электромагнита кусок толстого стекла, и обнаружил, что плоскость поляризации луча света вращается, когда

[1]Описание симптомов его болезни вызвало предположение о том, что он *inter alia* отравился ртутью: он очень часто использовал чаши с ртутью в электрических соединениях. Нет сомнения в том, что иногда ртуть проливалась на пол лаборатории и, в конце концов, испарялась.

[2]Например, Моричини из Рима в 1813 году: *Quart. Journ. Sci.* XIX, с. 338; Самюэль Хантер Кристи из Кембриджа в 1825 году: *Phil. Trans.* (1826), с. 219; и Мэри Сомервилл в том же году: *Phil. Trans.* (1826), с. 132.

[3]Сэр Джон Гершель в книге Бенса Джонса *Life of Faraday*, с. 205.

[4]*Exp. Res.*, §951.

луч проходит через стекло параллельно силовым линиям магнитного поля[1].

В следующем году швейцарский физик, Э. Ф. Вартман, описал опыты, указывающие на то, что явление, в точности похожее на вращение плоскости поляризации света в магнитном поле, описанное Фарадеем, можно наблюдать, если пропустить инфракрасные лучи через каменную соль в сильном магнитном поле. Абсолютное подтверждение этого результата немного позднее получили Ф. де ля Провостэ и П. К. Дезэн[2].

В следующий после открытия Фарадея год Эйри[3] предложил аналитический способ представления этого эффекта. Как и можно было ожидать, этот способ заключался в изменении уравнений, которые уже ввел МакКулаг для естественно активных тел. В уравнениях МакКулага

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \mu \dfrac{\partial^3 Z}{\partial x^3}, \\ \dfrac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Z}{\partial x^2} - \mu \dfrac{\partial^3 Y}{\partial x^3} \end{cases}$$

члены $\partial^3 Z/\partial x^3$ и $\partial^3 Y/\partial x^3$ изменяют знак с x, так что вращение плоскости поляризации всегда остается правым или левым относительно направления луча. Так происходит в случае с естественно активными телами; но вращение, вызванное действием магнитного поля, происходит в том же направлении, в каком распространяется свет, так что производные по x должны иметь четный порядок. Эйри предложил уравнения

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \mu \dfrac{\partial Z}{\partial t}, \\ \dfrac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Z}{\partial x^2} - \mu \dfrac{\partial Y}{\partial t}, \end{cases}$$

где μ — постоянная, пропорциональная интенсивности магнитного поля, которое используют для получения этого эффекта. Однако он заметил, что вместо того, чтобы брать $\mu \partial Z/\partial t$ и $\mu \partial Y/\partial t$ в качестве дополнительных членов, можно было бы взять $\mu \partial^3 Z/\partial t^3$ и $\mu \partial^3 Y/\partial t^3$, или $\mu \partial^3 Z/\partial x^2 \partial t$ и $\mu \partial^3 Y/\partial x^2 \partial t$, или любые другие производные, в которых количество дифференцирований по t нечетное,

---

[1] *Ib.*, §2152.

[2] *Ann. Chim.* (3), XXVII (1849), с. 232.

[3] *Phil. Mag.* XXVIII (1846), с. 469.

а по x четное. Фактически это можно показать с помощью метода, который первоначально применяли к формулам МакКулага. Если мы имеем уравнения

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \mu \dfrac{\partial^{r+s} Z}{\partial x^r \partial t^s}, \\ \dfrac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Z}{\partial x^2} - \mu \dfrac{\partial^{r+s} Y}{\partial x^r \partial t^s}, \end{cases}$$

где $(r+s)$ — нечетное число, то угол, на который поворачивается плоскость поляризации за единицу длины пути, — это число, кратное

$$\frac{\mu}{\tau^{r+s-1} c_1^{r+1}},$$

где τ — период света. Верде[1] показал, что вращение под действием магнитного поля примерно пропорционально величине, обратной квадрату длины волны, а значит, мы имеем

$$r + s = 3;$$

так что правильно представить эффект Фарадея могут только уравнения

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \mu \dfrac{\partial^3 Z}{\partial x^2 \partial t}, \\ \dfrac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Z}{\partial x^2} - \mu \dfrac{\partial^3 Y}{\partial x^2 \partial t} \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \mu \dfrac{\partial^3 Z}{\partial t^3}, \\ \dfrac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = c_1^2 \dfrac{\partial^2 Z}{\partial x^2} - \mu \dfrac{\partial^3 Y}{\partial t^3}. \end{cases}$$

Первая пара уравнений появляется, как окажется далее, в теории Максвелла о круговой поляризации, а последняя пара, которую предложил в 1868 году Буссинеск[2], следует из той физической теории явления, которую в большей степени приняли более поздние исследователи электромагнитной теории[3]. Между ними нет практически никакой разницы.

[1] *Comptes Rendus*, LVI (1863), с. 630.

[2] *Journal de Math.* XIII (1868), с. 430.

[3] Y и Z интерпретировали как составляющие электрической силы.

Работа Эйри по эффекту Фарадея была ограничена в том же смысле, что и работа МакКулага по вращательной способности кварца. Она давала только аналитическое представление этого эффекта, не объясняя уравнений. Самая ранняя попытка создания физической теории, по-видимому, была сделана[1] в 1858 году, во вступительной диссертации Карла Неймана из Халле[2]. Нейман принял, что каждый элемент электрического тока прикладывает силу к частицам эфира; и, в частности, это относится к молекулярным токам, которые образуют намагничивание, хотя в этом случае сила существует только тогда, когда эфирная частица уже находится в движении. Если за $\mathbf{e}$ обозначить смещение эфирной частицы m, то рассматриваемую силу можно представить членом

$$km\left[\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}\cdot\mathbf{K}\right],$$

где $\mathbf{K}$ обозначает наложенное магнитное поле, а k — магнитооптическую постоянную характеристику тела. Если этот член ввести в уравнения движения эфира, то они принимают форму, которую предложил Эйри; тогда как гипотеза Неймана, видимо, ведет к ошибочному выводу о том, что вращение не зависит от длины волны.

Вращение плоскополяризованного света зависит, как показал Френель[3], от разности скоростей распространения правых и левых поляризованных по кругу волн, на которые можно разложить плоскополяризованный свет. Верде показал, что в случае с эффектом Фарадея эта разность пропорциональна составляющей магнитной силы, действующей в направлении распространения света. Затем Корню[4] показал, что среднее значение скоростей правой и левой волн равно скорости света в среде, в которой отсутствует магнитное поле. Из этих данных с помощью геометрического метода Френеля можно получить волновую поверхность в намагниченной среде: оказывается, что она состоит из двух сфер (одна из которых относится к свету с правой поляризацией, а другая — к свету с левой поляризацией), каждая из которых идентична сферической волновой поверхности в

[1]Но см. два письма Стокса У. Томсону, датированные 12 и 13 дек. 1848 года, напечатанные Лармором в *Proc. Camb. Phil. Soc.* XXII (1924), с. 76.

[2]*Explicare tentatur, quomodo fiat, ut lucis planum polarisationis per vires el. mag. declinetur. Halis Saxonum* (1858). Результаты были повторно опубликованы в трактате *Die magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes* (Халле, 1863 г.).

[3]См. стр. 194.

[4]*Comptes Rendus*, XCII (1881), с. 1368.

ненамагниченной среде, и сферы смещены друг от друга вдоль магнитных силовых линий[1].

Открытие связи магнетизма и света вызвало интерес к небольшой работе теоретического характера, которую Фарадей опубликовал[2] в 1846 году под заголовком*Размышления о световых колебаниях* (*Thoughts of Ray-Vibrations*). В этой работе можно проследить ход мыслей Фарадея в направлении теории, похожей на электромагнитную теорию света.

Рассматривая в начале природу весомой материи, он предполагает, что элементарный атом — это не что иное, как силовое поле, — электрическое, магнитное и гравитационное — окружающее точечный центр. В соответствии с этим взглядом, который, в сущности, совпадает со взглядом Мичелла[3] и Бошковича, атом не имеет определенного размера, но его скорее следует воспринимать как абсолютно проницаемый и простирающийся через все пространство, а молекула химического сложного вещества состоит не из атомов, расположенных рядом друг с другом, а из «силовых сфер, проникающих друг в друга, причем их центры даже совпадают»[4].

Поскольку все пространство пронизано силовыми линиями, Фарадей решил, что свет и инфракрасное излучение могут быть поперечными колебаниями, которые распространяются вдоль этих силовых линий. Таким образом, он предложил «забыть об эфире» или, вернее, заменить его силовыми линиями между центрами, тогда центры вместе со своими силовыми линиями будут составлять частицы материальных веществ.

Если необходимо принять существование светоносного эфира, Фарадей сказал, что этот эфир может быть носителем магнитной силы; «поскольку, — писал он[5] в 1851 году, — весьма вероятно, что если эфир существует, то он должен делать что-то еще, кроме передачи излучений». Это предложение можно рассматривать как зарождение электромагнитной теории света.

В то время, когда была опубликована работа *Thoughts on Ray-Vibrations*, Фарадей, очевидно, стремился понять все через силовые

[1]Корню *Comptcs Rendus*, XCIX (1884), с. 1045.

[2]*Phil. Mag.* (3), XXVIII (1846), с. 345; *Exp. Res.* III, с. 447.

[3]Мичелл пришел к этому мнению, размышляя над доктриной Бакстера о нематериальности души; см. одну из работ, написанных сэром Уильямом Гершелем в Бате, которая была опубликована только в 1911 году, в издании Дрейером работ Гершеля.

[4]См. Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 178.

[5]*Exp. Res.*, §3075.

линии, и его уверенность в правильности этого возросла под влиянием еще одного открытия. Через несколько недель после первого наблюдения эффекта, названного его именем, он заметил[1], что толстый стеклянный стержень, который он использовал в этом опыте, будучи подвешенным между полюсами электромагнита, располагается *поперек* линии, соединяющей эти полюса. Таким образом, он ведет себя противоположно стержню из обыкновенного ферромагнитного вещества, который стремится располагаться *вдоль* этой линии. Более простая демонстрация этого эффекта была получена при использовании куба или сферы из этого вещества; в этом случае вещество выказывало предрасположенность к движению из более слабых областей магнитного поля в менее слабые. Тогда стало ясно, что такое направление стержня — это всего лишь результирующая стремлений каждой из его частиц двигаться наружу в положение минимального магнитного действия.

Оказалось, что таким свойством обладает не только толстое стекло, но и многие другие вещества, в частности, висмут[2]. Такие вещества назвали *диамагнетиками*.

«Теоретически, — отмечал Фарадей, — объяснение движений диамагнитных тел можно было бы дать, предположив, что магнитная индукция вызывает в них состояние, противоположное тому, которое она создает в ферромагнитной материи; т. е. что, если частицу каждого вида материи поместить в магнитное поле, то обе частицы будут намагничены и ось каждой будет параллельна результирующей магнитной силы, проходящей через нее; но северный и южный полюса частицы ферромагнитной материи будут обращены к противоположным полюсам индуцирующего магнита, тогда как с диамагнитными частицами произойдет обратное; из чего следует, что в одном веществе произойдет приближение, а в другом удаление. По теории Ампера этот взгляд был бы эквивалентен предположению о том, что как в железе и ферромагнетиках происходит индуцирование токов, параллельных тем, которые существуют в индуцирующем магните или в проводе батареи, так в висмуте, толстом стекле и диамагнитных веществах индукционные токи текут в обратном направлении»[3].

---

[1]*Phil. Trans.* (1846), с. 21; *Exp. Res.*, §2253.

[2]Отталкивание висмута в магнитном поле ранее наблюдал А. Бругманс в 1778 году: *Antonii Brugmans Magnetismus*, Лейден, 1778.

[3]*Exp. Res.*, §2429–30.

Это объяснение известно как «гипотеза диамагнитной полярности»; она уподобляет диамагнетизм обыкновенному индуцированному магнетизму во всех отношениях, за исключением того, что направление индуцированной полярности обратно. Эту гипотезу приняли другие исследователи, в особенности, В. Вебер, Плюккер, Рейх и Тиндаль; но впоследствии она впала в немилость у своего создателя, уступив место другой концепции, которая в большей степени соответствовала его особым взглядам на природу магнитного поля. В этой второй гипотезе Фарадей предположил, что обыкновенное магнитное или *парамагнитное*[1] вещество — это вещество, которое позволяет особо легкое прохождение магнитных силовых линий, так что они стремятся попасть в него, предпочитая его всем остальным; а диамагнитное вещество имеет более низкую способность проводить силовые линии, поэтому они стремятся избежать его. «Тогда, если, — рассуждал он[2], — среда с определенной проводящей способностью занимает магнитное поле, а затем часть другой среды или вещества помещают в поле с более высокой проводящей способностью, то последнее будет стремиться приблизиться к месту большей силы, смещая первое». Это весьма аналогично одному из существующих эффектов электростатики: заряженное тело притягивает тело, удельная диэлектрическая проницаемость которого выше, чем диэлектрическая проницаемость окружающей среды, и отталкивает тело с меньшей удельной диэлектрической проницаемостью; причем в обоих случаях тенденция заключается в том, чтобы предоставить путь, наилучшим образом проводящий силовые линии[3].

В течение некоторого времени защитники диамагнитных теорий «полярности» и «проводимости» вели спор, который, подобно спору между приверженцами одно- и двухжидкостной теорий электричества, продолжался даже после того, как было показано, что конкурирующие гипотезы математически эквивалентны и что невозможно придумать опыт, с помощью которого их можно было бы различить.

Тем временем открывали новые свойства веществ, способных к намагничиванию. В 1847 году Юлиус Плюккер (1801–68), профессор натурфилософии в Боннском университете, повторяя и расширяя опыты Фарадея по магнетизму, заметил[4], что некоторые одноосные

[1]Этот термин ввел Фарадей, *Exp. Res.*, §2790.

[2]*Exp. Res.*, §2798.

[3]Математическую теорию движения намагниченного тела в неравномерном силовом поле исследовал в 1847 году У. Томсон (Кельвин).

[4]*Ann. d. Phys.* LXXII (1847), с. 315; Тейлор *Scientific Memoirs*, V, с. 353.

кристаллы, будучи помещенными между двумя полюсами магнита, стремятся расположиться так, чтобы их оптическая ось заняла положение экватора. В это время Фарадей продолжал свои исследования; и, исследуя диамагнитные свойства висмута, был зачастую смущен получением аномальных результатов. В 1848 году он убедился, что эти результаты некоторым образом связаны с кристаллической формой вещества, и показал[1], что если кристалл висмута поместить в поле равномерной магнитной силы (так чтобы его диамагнитные свойства не вызывали тенденцию к движению), то он располагается так, что одна из его кристаллических осей направлена вдоль силовых линий.

Сначала Фарадей предположил, что этот эффект отличается от того, который незадолго до этого открыл Плюккер. «Эти результаты, — писал он[2], — очень сильно отличаются от результатов, производимых диамагнитным действием. Точно также они отличаются и от результатов, которые получил и описал Плюккер в своих замечательных исследованиях связи оптической оси с магнитным действием, поскольку в том случае сила является экваториальной, а в этом случае — осевой. Таким образом, эти результаты, видимо, представляют новую силу, или новый вид силы, в молекулах материи, которую, ради удобства, я условно назову новым словом: *магнитокристаллическая* сила». Однако позднее в этом же году он признал[3], что «явления, которые открыл Плюккер, и явления, рассмотренные мной, имеют общий источник и одну и ту же причину».

Идею о «проводимости» магнитных силовых линий различными веществами, которая помогла Фарадею столь успешно объяснить явления диамагнетизма, он применил теперь для изучения магнитного поведения кристаллов. «Если, — писал он[4], — применить идею проводимости к этим магнитокристаллическим телам, кажется, она будет удовлетворять всему, что необходимо для объяснения особых результатов, которые они дают. Тогда магнитокристаллическое вещество — это вещество, которое в кристаллизированном состоянии может проводить магнитную силу, или позволять ее прохождение, в одном направлении легче, чем в другом; и это направление является магнитокристаллической осью. Значит, находясь в магнитном поле,

[1] *Phil. Trans.* (1849), с. 1; *Exp. Res.*, §2454.
[2] *Exp. Res.*, §2469.
[3] Ibid. §2605.
[4] Ibid. §2837.

магнитокристаллическая ось под действием силы, соответствующей этой разнице, примет положение, совпадающее с магнитной осью, точно так же, как если бы мы взяли два тела, и одно из них, обладающее более высокой проводящей способностью, смещало бы тело с более низкой проводящей способностью».

Эта гипотеза привела Фарадея к предсказанию существования еще одного типа магнитокристаллического эффекта, который до тех пор не наблюдали. «Если этот взгляд верный, — писал он[1], — то из него следует, что диамагнитное вещество, подобное висмуту, должно в меньшей степени проявлять диамагнитные качества, когда его магнитокристаллическая ось параллельна магнитной оси, чем когда она перпендикулярна ей. В двух положениях это вещество должно быть эквивалентно двум веществам, имеющим разную способность проводить магнетизм, а следовательно, если рассматривать его в различных состояниях равновесия, то проявится различные явления». Это ожидание оправдалось, когда этот вопрос подвергли экспериментальной проверке[2].

Ряд *экспериментальных исследований в области электричества* Фарадея завершился в 1855 году. Заключительный период своей жизни Фарадей спокойно прожил в Хэмптон Корт, в доме, который был предоставлен в его распоряжение милостью королевы, и там же 25 августа 1867 года он перешел в мир иной.

Никто не сомневается в том, что среди философов-экспериментаторов Фарадей занимает выдающееся место. Научные труды, содержащие его открытия, никогда не перестанут читать с восхищением и удовольствием; а будущие поколения с той же стойкой привязанностью будут хранить его личные записи и семейные архивы, которые воскрешают воспоминания о его скромном и бескорыстном духе.

---

[1] *Exp. Res.*, §2839.

[2] Ibid. §2841.

Глава 7
Математическая теория электричества в середине девятнадцатого века

Пока Фарадей занимался открытием законов индукционных токов по-своему, используя концепцию силовых линий, его современник Франц Нейман штурмовал ту же задачу, но с иных позиций. Нейман предпочел последовать примеру Ампера, и в 1845 году опубликовал научный труд[1], в котором законы индукции токов были выведены с помощью анализа Ампера.

Среди допущений, на которых основал свою работу Нейман, было правило, которое, вскоре после основного открытия Фарадея, сформулировал Эмилий Ленц[2] и которое можно выразить следующим образом: при движении проводящего контура в магнитном поле индукционный ток течет в таком направлении, что действующие на него пондеромоторные силы стремятся противостоять этому движению.

Пусть ds обозначает элемент контура, находящегося в движении, а Cds — составляющую, в направлении движения, пондеромоторной силы, которую индуцирующий ток прикладывает к ds, когда в последнем течет единичный ток; так что величина C известна из теории Ампера. Тогда правило Ленца требует, чтобы произведение C и силы индукционного тока было отрицательным. Нейман допустил, что так происходит потому, что это произведение содержит отрицательный коэффициент, умноженный на квадрат C; то есть он предположил, что индуцированная электродвижущая сила пропорциональна C. Затем он предположил, что эта сила пропорциональна скорости движения v, и получил для электродвижущей силы, индуцированной в ds, выражение

$$-\varepsilon vCds,$$

[1] *Berlin Abhandlungen* (1845), с.1 ; (1848), с. 1; перепечатано под номерами 10 и 36 в работе Оствальда *Klassiker*; переведено в *Journal de Math*. XIII (1848), с. 113.

[2] *Ann. d. Phys*. XXXI (1834), с. 483.

где ε — постоянный коэффициент. С помощью этой формулы в первой части[1] научного труда он вычислил индукционные токи в различных частных случаях.

Но, получив таким образом формулы, Нейман заметил[2] в них особенность, которая указывала на совершенно иной подход к этому предмету. При изучении выражения для тока, индуцированного в контуре, который движется в поле, созданном магнитом, фактически оказалось, что этот индукционный ток зависит только от вызванного движением изменения значения определенной функции; более того, эта функция есть не что иное, как потенциал пондеромоторных сил, действующих, согласно теории Ампера, между контуром, который предположительно пересекает единичный ток, и магнитом.

Соответственно, Нейман предложил перестроить свою теорию, взяв за основу потенциальную функцию.

Природа потенциала Неймана и его связь с теорией Фарадея будет понятна из следующих соображений.

Потенциальная энергия магнитной молекулы $\mathbf{M}$ в магнитном поле напряженности $\mathbf{B}$ равна $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{M})$. Следовательно, потенциальная энергия тока i, который течет в контуре s, находящемся в этом поле, равна

$$i \iint\limits_{s} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{dS}),$$

где S — поверхность, ограниченная контуром s; это можно увидеть сразу, заменив контур эквивалентным магнитным листком S. Если поле $\mathbf{B}$ создается током i', который течет в контуре s', то, по формуле Био и Савара, мы имеем

$$\mathbf{B} = i' \int\limits_{s'} \frac{[\mathbf{ds}' \cdot \mathbf{r}]}{r^3} = i' \int\limits_{s'} \operatorname{rot} \frac{\mathbf{ds}'}{r}.$$

Следовательно, общая потенциальная энергия двух токов равна

$$ii' \int\limits_{s'} \iint\limits_{s} \left(\operatorname{rot} \frac{\mathbf{ds}'}{r} \cdot \mathbf{dS}\right),$$

[1] §§1–8. Можно отметить, что Нейман, используя закон Ома, (как и все остальные в то время) не знал, что электроскопическая сила идентична электростатическому потенциалу.

[2] §9.

что с помощью преобразования Стокса можно записать в форме

$$ii' \int_{s} \int_{s'} \frac{(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{ds}')}{r}.$$

Это выражение представляет количество механической работы, которое необходимо выполнить против электродинамических пондеромоторных сил, чтобы раздвинуть два контура на бесконечное расстояние при неизменных силах тока.

Вышеописанная потенциальная функция была получена при рассмотрении пондеромоторных сил; но ее можно связать с теорией Фарадея об индукции токов. Интерпретируя выражение

$$\iint_{s} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{dS})$$

через силовые линии, мы видим, что потенциальная функция представляет произведение i на количество магнитных силовых линий, вызванных s', которые проходят через промежуток, образованный контуром s; а поскольку, по закону Фарадея, токи, индуцированные в s, зависят только от изменения количества этих линий, очевидно, что потенциальная функция дает все, что необходимо для аналитического исследования индукционных токов. Таково было открытие Неймана.

Итак, электродвижущая сила, индуцированная в контуре s из-за движения других контуров s', проводящих токи i', пропорциональна временной скорости изменения потенциала

$$i' \int_{s} \int_{s'} \frac{(\mathbf{ds} \cdot \mathbf{ds}')}{r};$$

так что если обозначить за $\mathbf{a}$ вектор

$$i' \int_{s'} \frac{\mathbf{ds}'}{r},$$

который является функцией положения элемента ds, из которого измеряется r, то электродвижущая сила, индуцированная в любом элементе ds контура любым изменением в токах, создающих $\mathbf{a}$, равна

$$\left(\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \mathbf{ds}\right).$$

Следовательно, вектор $\mathbf{a}$ управляет индукцией токов. Этот вектор, который обычно называют *векторным потенциалом*, начиная со времен Неймана, играл огромную роль в теории электричества. Его можно с легкостью интерпретировать на основе концепций Фарадея: $(\mathbf{a} \cdot \mathbf{ds})$ представляет общее количество единичных магнитных силовых линий, которые прошли через линейный элемент $\mathbf{ds}$ до момента времени t. Векторный потенциал фактически можно рассматривать как аналитическую меру *электротонического состояния*[1] Фарадея.

Пока Нейман пытался понять законы индукционных токов на основе расширенной формы теории Ампера, другой исследователь пробовал создать еще более претенциозный проект: объединение электродинамики и электростатики в логично связанное целое.

Вильгельм Вебер (1804–90) в начале своей научной карьеры был другом и коллегой Гаусса в Геттингене. Однако в 1837 году он был вовлечен в политические интриги. Союз Ганновера с Британской Империей, которая существовала со времен вступления Ганноверской династии на Британский престол, был в тот год расторгнут под действием Салического закона; принцесса Виктория унаследовала английскую корону, а ее дядя Эрнест-Август — корону Ганновера. Новый король аннулировал свободную конституцию, которой в течение некоторого времени пользовались жители Ганновера; и Вебер, который сыграл заметную роль в оппозиции этому поступку, был лишен поста профессора. В период с 1843 по 1849 гг., когда были проведены его главные теоретические исследования в области электричества, он работал на кафедре Лейпцигского университета.

Теория Вебера в самом начале была тесно связана с работой другого Лейпцигского профессора, Густава Теодора Фехнера, который в 1845 году[2] ввел некоторые допущения относительно природы электрических токов. Фехнер предположил, что каждый ток заключается в течении электрических зарядов, причем стеклянные заряды перемещаются в одном направлении, а смоляные заряды, равные стеклянным по значению и количеству, перемещаются в противоположном направлении с равной скоростью. Затем он предположил, что одноименные заряды притягиваются при параллельном движении в одном направлении, а разноименные заряды притягиваются при движении в противоположных направлениях. С помощью этих

[1] См. стр. 229.
[2] *Ann. d. Phys.* LXIV (1845), с. 337.

допущений ему удалось связать индукционные эффекты Фарадея с законами электродинамики Ампера.

В 1846 году Вебер[1], принимая допущения Фехнера, проанализировал явления следующим образом.

Формулу Ампера для пондеромоторной силы между двумя элементами ds, ds' токов i, i' можно записать как

$$F = ii'\,ds\,ds'\left(\frac{2}{r}\frac{d^2r}{ds\,ds'} - \frac{1}{r^2}\frac{dr\,dr}{ds\,ds'}\right).$$

Теперь предположим, что в единичной длине контура s содержатся и движутся со скоростью u λ единиц стеклянного электричества; и что равное количество смоляного электричества движется со скоростью u в противоположном направлении, так что $i = 2\lambda u$.

Пусть λ', u' обозначают соответствующие количества другого тока; пусть индекс $_1$ относится к действию между положительными зарядами в двух проводах, индекс $_2$ — к действию между положительным зарядом в контуре s и отрицательным зарядом в контуре s', индекс $_3$ — к действию между отрицательным зарядом в контуре s и положительным — в контуре s', а индекс $_4$ — к действию между отрицательными зарядами в обоих проводах. Тогда мы имеем

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_1 = u\frac{dr}{ds} + u'\frac{dr}{ds'}$$

и

$$\left(\frac{d^2r}{dt^2}\right)_1 = u^2\frac{d^2r}{ds^2} + 2uu'\frac{d^2r}{ds\,ds'} + (u')^2\frac{d^2r}{(ds')^2}.$$

С помощью этих и подобных им уравнений с индексами $_2$, $_3$, $_4$, уравнение пондеромоторной силы можно трансформировать в уравнение

$$F = \frac{\lambda\lambda'\,ds\,ds'}{r^2}\left\{\left(r\frac{d^2r}{dt^2}\right)_1 - \left(r\frac{d^2r}{dt^2}\right)_2 - \left(r\frac{d^2r}{dt^2}\right)_3 + \left(r\frac{d^2r}{dt^2}\right)_4 - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)_1^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)_2^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)_3^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)_4^2\right\}.$$

Но это то самое уравнение, которое мы должны были бы получить, исходя из следующих допущений: пондеромоторная сила между

[1] *Leipzig Abhandl.*, 1846, с. 209; *Ann. d. Phys.* LXXIII (1848), с. 193; английский перевод в книге Тейлора *Scientific Memoirs*, V (1852), с. 489.

двумя элементами тока является результирующей силы между положительным зарядом в ds и положительным зарядом в ds', силы между положительным зарядом в ds и отрицательным зарядом в ds' и т. д.; и две любые наэлектризованные частицы с зарядами e и e', находящиеся на расстоянии r друг от друга, отталкиваются с силой, величина которой равна

$$\frac{ee'}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{dt^2}-\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\}.$$

Два таких заряда, безусловно, прикладывали бы друг к другу и силу электростатического отталкивания, величина которой в этих единицах равнялась бы $ee'c^2/r^2$, где c обозначает постоянную[1] размеров скорости, значение которой приблизительно равно 3×10^{10} см/с. Так что в соответствии с этими допущениями общая сила отталкивания равнялась бы

$$\frac{ee'\,c^2}{r^2}\left\{1+\frac{r}{c^2}\frac{d^2r}{dt^2}-\frac{1}{2c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\}.$$

Это выражение для силы между двумя электрическими зарядами Вебер взял за основу своей теории. Теория Вебера — это первая из *электронных теорий*; так называют любую теорию, которая объясняет электродинамические явления деятельностью движущихся электрических зарядов, причем силы, действующие на них, зависят

[1]В электромагнитной теории используют две разных системы единиц. В первой *электростатической* системе единиц единичный электрический заряд определяется таковым, что два единичных заряда, находящиеся на единичном расстоянии друг от друга, отталкиваются с единичной пондеромоторной силой. В другой *электромагнитной* системе единиц единичный магнитный полюс определяется таковым, что два единичных полюса, находящиеся на единичном расстоянии, отталкиваются с единичной пондеромоторной силой. В этой системе единица электрического тока определяется как удовлетворяющая условию о том, что общий электродинамический потенциал двух замкнутых контуров, проводящих единичные токи, равен общему потенциалу двух магнитных листков единичной силы, границами которых являются эти два контура соответственно. Тогда единичный электрический заряд определяется как величина электричества, переносимая за единицу времени единицей тока. Эта электромагнитная единица электрического заряда равна произведению c на единичный электростатический заряд.

В вышеописанных исследованиях использованы электромагнитные единицы; в электростатической системе единиц пондеромоторная сила отталкивания между двумя движущимися наэлектризованными зарядами равна

$$\frac{ee'}{r^2}\left\{1+\frac{r}{c^2}\frac{d^2r}{dt^2}-\frac{1}{2c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\}.$$

не только от положения зарядов (как в электростатике), но и от их скорости.

Последняя особенность теории Вебера привела к тому, что первые его критики посчитали, что его закон силы нельзя согласовать с принципом сохранения энергии. Однако, как явствует из следующих соображений, в этом они ошибались. Вышеприведенное выражение для силы между двумя зарядами можно записать в форме

$$-\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial U}{\partial\left(\frac{\partial r}{\partial t}\right)}\right),$$

где U обозначает выражение

$$\frac{ee'c^2}{r}\left\{1+\frac{1}{2c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\}.$$

Рассмотрим теперь две материальные частицы, которые находятся на расстоянии r друг от друга. Их механическая кинетическая энергия равна T, а механическая потенциальная энергия — V. Эти частицы переносят заряды e и e'. Уравнения движения этих частиц будут точно такими же, как и уравнения движения динамической системы, кинетическая энергия которой равна

$$T-\frac{ee'}{2r}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2,$$

а потенциальная энергия

$$V+\frac{ee'c^2}{r}.$$

Для такой системы можно применить принцип сохранения энергии: фактически уравнением энергии является следующее уравнение

$$T+V-\frac{ee'}{r^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2+\frac{ee'c^2}{r}=\text{const}.$$

Таким образом, устраняется первый недостаток теории Вебера, но тут же появляется еще один, более серьезный. Появление отрицательного знака перед членом $-\frac{ee'}{2r}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$ означает, что заряд ведет себя так, словно его масса отрицательна, так что при определенных обстоятельствах его скорость могла бы бесконечно увеличиваться под

действием силы, действующей в направлении, противоположном его движению. Это одно из уязвимых мест теории Вебера, поэтому оно стало предметом всевозможной критики. Действительно[1], предположим, что одна заряженная частица массы μ может двигаться и что она находится внутри полого сферического изолятора, по поверхности которого равномерно распределены другие заряды. В этом случае уравнением сохранения энергии является

$$\frac{1}{2}(\mu - ep)v^2 + V = \text{const},$$

где e обозначает заряд частицы, v — ее скорость, V — ее потенциальную энергию относительно действующих на нее механических сил, а p обозначает величину

$$\iint \frac{\sigma}{r}\cos^2(\widehat{v \cdot r})\, dS,$$

где интеграл берется по сфере, а σ обозначает поверхностную плотность. Величина p не зависит от положения частицы μ в сфере. Теперь, если электрический заряд на сфере столь велик, что ep больше, чем μ, то v^2 и V должны увеличиваться и уменьшаться одновременно, что, очевидно, является абсурдом.

Оставив этот недостаток неисправленным, мы продолжим рассуждение, чтобы показать, каким образом закон Вебера о силе между электронами приводит к формулам индукции токов.

Общая энергия двух движущихся зарядов равна

$$\frac{ee'\,c^2}{r}\left\{1 - \frac{1}{2c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\},$$

или

$$\frac{ee'\,c^2}{r}\left[1 - \frac{\{(\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}') - (\mathbf{r}\cdot\mathbf{v})\}^2}{2c^2r^2}\right],$$

где $\mathbf{v}$ и $\mathbf{v}'$ — скорости зарядов. Так что общая энергия двух элементов тока, содержащих заряды e, e' соответственно каждого рода электричества, равна

$$\frac{ee'}{2r^3}[-\{(\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}') - (\mathbf{r}\cdot\mathbf{v})\}^2 + \{(\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}') + (\mathbf{r}\cdot\mathbf{v})\}^2 + \\ + \{-(\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}') - (\mathbf{r}\cdot\mathbf{v})\}^2 - \{(-\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}') + (\mathbf{r}\cdot\mathbf{v})\}^2],$$

[1]Этот пример привел Гельмгольц, *Journal für Math.* LXXV (1873), с. 35; *Phil. Mag.* XLIV (1872), с. 530.

или

$$\frac{4ee'(\mathbf{r}\cdot\mathbf{v}')(\mathbf{r}\cdot\mathbf{v})}{r^3}.$$

Если ds, ds' обозначают длины элементов, а i, i' — токи в них, мы имеем

$$i\mathbf{ds} = 2e\mathbf{v}, \quad i'\mathbf{ds}' = 2e'\mathbf{v}';$$

так что общая энергия двух элементов тока равна

$$\frac{ii'}{r^3}(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds}')(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds}).$$

Следовательно, общая энергия $i\,\mathbf{ds}$ со всеми другими токами равна

$$i(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{a})$$

где $\mathbf{a}$ — векторный потенциал

$$\int\limits_{s'} i'\frac{(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds}')\mathbf{r}}{r^3}.$$

Рассуждая подобно Нейману, можно показать, что электродвижущая сила, индуцированная в $\mathbf{ds}$ при любом изменении в оставшейся части поля, равна

$$-\left(\mathbf{ds}\cdot\frac{\partial\mathbf{a}}{\partial t}\right);$$

таким образом можно создать полную теорию индукционных токов.

Неизбежность появления индукционных токов можно вывести посредством общего рассуждения из первых принципов теории Вебера. Когда контур s движется в поле, созданном токами, скорость стеклянных зарядов в s (из-за движения s) не равна по значению скорости смоляных зарядов и противоположна ей по направлению; из-за этого возникает разность сил, действующих на стеклянные и смоляные заряды в s, а значит, заряды противоположного знака отделяются друг от друга и движутся в противоположных направлениях.

Допущение о том, что положительные и отрицательные заряды движутся с равными и противоположно направленными скоростями относительно материи проводника, можно оспаривать по различным причинам, которые появятся позднее, но оно является неотъемлемой

частью теории Вебера, и исключить его из этой теории невозможно. В действительности, если бы это условие не удовлетворялось и если бы законом силы являлся закон Вебера, электрические токи прикладывали бы силы к электростатическим зарядам, находящимся в состоянии покоя[1], как это можно увидеть из следующего примера. Пусть ток течет в замкнутом контуре, образованном дугами двух концентрических кругов и отрезками радиусов, соединяющими их крайние точки. Тогда, если бы закон Вебера был истинным и если бы двигался только один род электричества, ток, очевидно, прикладывал бы электростатическую силу к заряду, помещенному в центре кругов. Действительно, было показано[2], что допущения о том, что существуют противоположно заряженные рода электричества, которые движутся с равной и противоположно направленной скоростью в контуре, почти невозможно избежать в любой теории типа теории Вебера, где принимается, что взаимодействие двух зарядов зависит только от их относительного (в противоположность абсолютному) движения.

Закон Вебера — это далеко не единственный закон такого рода; альтернативу этому закону предложил Бернгард Риман (1826–66), в курсе лекций, которые он читал[3] в Геттингене в 1861 году и которые после его смерти опубликовал К. Хаттендорф. Риман предложил для электрокинетической энергии двух электронов $e(x, y, z)$ и $e'(x', y', z')$ выражение

$$-\frac{1}{2}\frac{ee'}{r}\left\{\left(\frac{\partial x}{\partial t}-\frac{\partial x'}{\partial t}\right)^2+\left(\frac{\partial y}{\partial t}-\frac{\partial y'}{\partial t}\right)^2+\left(\frac{\partial z}{\partial t}-\frac{\partial z'}{\partial t}\right)^2\right\};$$

[1]Это замечание впервые сделал Клаузиус: *Journal für Math.* LXXXII (1877), с. 86; а простое доказательство, приведенное выше, дал Грассманн: *Journal für Math.* LXXXIII (1877), с. 57.

[2]Г. Лорберг *Journal für Math.* LXXXIV (1878), с. 305.

[3]*Schwere, Elektricität und Magnetismus, nach den Vorlesungen von B. Riemann* (Ганновер, 1875), с. 326. Другую альтернативу закону Вебера открыл Гаусс еще в 1835 г., но этот закон был опубликован только после его смерти; см. Гаусс *Werke*, V, с. 616. Можно заметить, что функцию Лагранжа в форме Римана можно было бы записать при включении электростатического члена

$$L=-\frac{ee'c^2}{r\sqrt{1-(v/c)^2}},$$

где v обозначает относительную скорость; или в электростатической системе единиц

$$L=-\frac{ee'}{r\sqrt{1-(v/c)^2}}.$$

или в электростатической системе единиц

$$-\frac{ee'}{2rc^2}\left\{\left(\frac{\partial x}{\partial t}-\frac{\partial x'}{\partial t}\right)^2+\left(\frac{\partial y}{\partial t}-\frac{\partial y'}{\partial t}\right)^2+\left(\frac{\partial z}{\partial t}-\frac{\partial z'}{\partial t}\right)^2\right\}.$$

Это выражение отличается от соответствующего выражения, данного Вебером, только тем, что относительная скорость двух электронов поставлена на место составляющей этой скорости, действующей вдоль радиус-вектора. В конечном итоге, как мы увидим позже, и от закона Римана, и от закона Вебера отказались в пользу третьей альтернативы.

Однако в то время открытие Вебера казалось большим шагом вперед; оно действительно внесло большой вклад в пробуждение физиков-математиков, которые ощутили возможности, скрытые в теории электричества. Кроме того, влияние этого открытия почувствовали и в общей динамике: электрокинетическую энергию Вебера, которая напоминала кинетическую энергию в одном отношении, а потенциальную энергию — в другом, невозможно было точно отнести ни к первой, ни ко второй; и введение этой энергии, помогая разрушить различие, которое до тех пор существовало между двумя частями кинетического потенциала, проложило дорогу для современного преобразования динамической теории[1].

Работа Вебера стимулировала развитие еще одного предмета: теории тяготения. Многие поколения физиков верили, что тяготение распространяется через действие среды, а следовательно, для осуществления этого процесса необходимо время. Действительно, казалось, что зависимость силы от расстояния между притягивающимися телами говорит именно об этом; поскольку, видимо, более естественно было бы предположить, что распространение, которое на самом деле является мгновенным, осуществляется через некую жесткую связь между телами, но тогда, вероятнее всего, сила не зависела бы от расстояния между ними.

Очевидно, что, если отказаться от простого закона Ньютона, то открывается огромное поле для конкурирующих гипотез, из которых можно выбрать ее преемника. Первую заметную попытку изучить этот вопрос предпринял Лаплас[2]. Лаплас предположил, что тяготение создается импульсом «тяготеющей жидкости» на притягиваемое

[1]См. Уиттекер *Analytical Dynamics*, главы II, III, XI.

[2]*Mecanique Celeste*, книга X, глава VII, §22.

тело. Эта жидкость с определенной скоростью течет к центру притяжения, скажем, к Солнцу. Если притягиваемое тело или планета движется, скорость жидкости относительно этого тела будет состоять из абсолютной скорости жидкости и обратной скорости планеты, сила тяготения будет действовать в определенном таким образом направлении, причем ее величина не будет зависеть от движения планеты. Это эквивалентно предположению о том, что тяготение подвержено действию аберрации, подобному тому, которое наблюдается в случае со светом. Несложно увидеть, что модификацию, введенную таким образом в закон Ньютона, можно представить дополнительной возмущающей силой, действующей по касательной к орбите в направлении противоположном движению. Эта сила прямо пропорциональна скорости планеты и обратно пропорциональна квадрату расстояния между планетой и Солнцем. Рассматривая влияние этой силы на вековое уравнение движения луны, Лаплас обнаружил, что скорость тяготеющей жидкости должна быть, по крайней мере, в сотни миллионов раз больше скорости света.

Очевидно, что допущения, которые сделал Лаплас, в высшей степени сомнительны; однако следующее поколение, которое благоговело перед его славой, не пыталось их исправить. Тем не менее, под влиянием идей Вебера астрономы начали размышлять о том, чтобы изменить закон Ньютона, добавив член, включающий скорости движения тел. Тиссеран[1] в 1872 году исследовал движение планет вокруг Солнца на основе предположения о том, что закон тяготения эквивалентен закону электродинамической силы Вебера, так что эта сила равна

$$F = \frac{fm\mu}{r^2}\left\{1 - \frac{1}{h^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2}{h^2}r\frac{d^2r}{dt^2}\right\},$$

где f обозначает постоянную тяготения, m — массу планеты, μ — массу Солнца, r — расстояние между планетой и Солнцем, h — скорость распространения тяготения. Уравнения движения можно строго проинтегрировать с помощью эллиптических функций[2]; но проще всего записать

$$F = \frac{fm\mu}{r^2} + F_1,$$

[1] *Comptes Rendus*, LXXV (1872), с. 760. См. также *Comptes Rendus*, CX (1890), с. 313 и Гольцмюллер *Zeitschrift für Math. u. Phys.* (1870), с. 69.

[2] Это сделал Зегерс во вступительной диссертации в Геттингене в 1864 году.

и, рассматривая F_1 как возмущающую функцию, найти изменение постоянных эллиптического движения. Тиссеран показал, что возмущения всех элементов являются нулевыми или периодическими, а также весьма неощутимыми, за исключением возмущения долготы перигелия, которая имеет вековую часть. При условии, что h равна скорости света, главная ось орбиты Меркурия поворачивалась бы в прямом направлении на $14''$ в сто лет.

Когда это произошло, было известно, что существует несоответствие между теорией и наблюдением в отношении движения перигелия Меркурия. Леверье обнаружил, что из-за притяжения планет перигелий должен поворачиваться в прямом направлении на $527''$ в сто лет, тогда как движение, наблюдаемое в действительности, превышало это значение на $38''$. Очевидно, что принятие Тиссераном закона Вебера объясняет только $\frac{3}{8}$ этого избытка; поэтому казалось, что эта гипотеза так же невыгодна, как и гипотеза самого Леверье о планете внутри орбиты Меркурия. Однако позднее было обнаружено[1], что $\frac{3}{4}$ избытка можно объяснить, заменив электродинамический закон Вебера законом Римана, и что объединение законов Римана и Вебера дало бы желаемую величину[2].

После публикации своего научного труда о законе силы между электронами Вебер обратил свое внимание на вопрос диамагнетизма и развил идею Фарадея, объясняющую диамагнитные явления действиями электрических токов, индуцированных в диамагнитных веществах[3]. Вебер заметил, что, если, подобно Амперу, принять существование молекулярных контуров, в которых отсутствует омическое сопротивление, так что токи могут течь без диссипации энергии, естественно предположить, что токи будут индуцироваться в этих молекулярных контурах, если они находятся в изменяющемся магнитном поле. Он указал, что такие индукционые молекулярные токи придают веществу характеристические диамагнитные свойства.

---

[1] Морисом Леви, *Comptes Rendus*, CX (1890), с. 545.

[2] Последствия принятия электродинамического закона Клаузиуса (см. далее) исследовал Оппенгейм: *Zur Frage nach der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation*, Вена, 1895.

[3] *Leipzig Berichte*, I (1847), с. 346; *Ann. d. Phys.* LXXIII (1848), с. 241; переведено в работе Тейлора *Scientific Memoirs*, V, с. 477; *Abhandl. der K. Sächs. Ges.* I (1852), с. 483; *Ann. d. Phys.* LXXXVII (1852), с. 145; перевод в работе Тиндаля и Франсиса в книге *Scientific Memoirs*, с. 163.

Сложность с этой гипотезой состояла в том, чтобы избежать слишком обширного объяснения; поскольку, если ее принять, то неизбежен вывод, что все без исключения вещества являются диамагнитными. Вебер избежал этого вывода, предположив, что в железе и других ферромагнитных веществах существуют постоянные молекулярные токи, которые появились не в результате индукции и которые под влиянием приложенной магнитной силы ориентируются определенным образом. Поскольку магнитное поле стремится дать уже существующему току такое направление, чтобы его течение было противоположным течению тока, который был бы индуцирован при увеличении магнитной силы, значит, вещество, содержащее такие уже существующие токи, обнаружило бы парамагнитные явления. Согласно этой гипотезе, вещества, обычно называемые парамагнитными, — это вещества, в которых парамагнетизм достаточно силен, чтобы скрыть диамагнетизм.

Казалось, что радикальное различие природы парамагнетизма и диамагнетизма, которое постулировал Вебер, подтверждается множеством фактов, которые были открыты впоследствии. Так, в 1895 году П. Кюри показал[1], что магнитная восприимчивость на грамм-молекулу связана с температурой законами, отличными для парамагнитных и диамагнитных веществ. У первых она изменяется обратно пропорционально абсолютной температуре, а у вторых — вообще не зависит от температуры.

Выводы, которые последовали из работы Фарадея и Вебера, противоречили гипотезе о магнитных жидкостях; так как, согласно этой гипотезе, индуцированная полярность всегда имела бы одно и то же направление, независимо от того, вызвана ли она изменением ориентации уже существующих молекулярных магнитов или новым разделением магнитных жидкостей в молекулах. «Открытие диамагнетизма, — писал Вебер[2], в 1852 году, — подтверждает гипотезу об электрических молекулярных токах внутри тел и опровергает гипотезу о магнитных жидкостях внутри тел». Более того, последняя гипотеза не могла дать объяснение явлений, выказываемых веществами, обладающими сильными ферромагнитными свойствами, например, железом; поскольку было обнаружено, что при постепенном увеличении намагничивающей силы до очень большого значения, намагничивание, вызванное в таких веществах, не возрастает пропор-

[1] *Annales de Chimie* (7), V (1845), с. 289.

[2] *Ann. d. Phys.* LXXXVII (1852), с. 145; Тиндаль и Франсис *Sci. Mem.*, с. 163.

ционально, а стремится к величине насыщения. Этот эффект невозможно объяснить с помощью допущений Пуассона, но его можно легко вывести из допущений Вебера: согласно теории Вебера, намагничивающая сила просто ориентирует существующие магниты, и когда она достигает такого значения, при котором все магниты ориентированы в одном направлении, делать больше нечего.

Если предположить, что элементарные магниты могут ориентироваться, не встречая никакого сопротивления, то очевидно, что очень маленькой намагничивающей силы будет достаточно, чтобы расположить их параллельно друг другу, тем самым немедленно создав максимально возможную напряженность индуцированного магнетизма. Чтобы преодолеть эту сложность, Вебер принял, что каждому смещению молекулярного контура препятствует пара сил. В конечном итоге, приняли гипотезу, которая выглядела следующим образом: ориентации противостоят пары силы, возникающие из-за взаимодействия самих молекулярных магнитов. В ненамагниченном состоянии молекулы «ориентируются так, чтобы удовлетворить взаимному притяжению по наикратчайшему пути и тем самым создают полный замкнутый контур притяжения», как писал в 1883 году Д. Э. Юз[1]. При приложении намагничивающей силы извне эти маленькие контуры разрушаются, и на любой стадии процесса молекулярный магнит находится в равновесии под совместным влиянием внешней силы и сил, созданных другими молекулами[2].

Эту гипотезу, первоначально созданную Вебером, защищал Максвелл[3], а впоследствии расширил Дж. А. Эвинг[4]. Ее следствия можно проиллюстрировать с помощью следующего очень простого примера[5].

Рассмотрим две магнитных молекулы, каждая из которых имеет магнитный момент m. Центры этих молекул расположены на расстоянии c друг от друга. В невозмущенном состоянии эти молекулы располагаются в положении устойчивого равновесия, в котором они обращены в одном и том же направлении вдоль линии c. Теперь пусть возрастающая магнитная сила H действует на них в направле-

[1] *Proc. R. S.* XXXV (1883), с. 178.

[2] Историю этого см. в книге В. Педди *Nature*, CXX (1927), с. 80.

[3] *Treatise on Elect. and Mag.*, §443.

[4] *Phil. Mag.* XXX (1890), с. 205; *Magnetic Induction in Iron and other Metals* (Лондон, 1892); см. также Э. Варбург *Phil. Mag.* XV (1883), с. 246.

[5] Э. Г. Галлоп *Messenger of Math.* XXVII (1897), с. 6.

нии, перпендикулярном линии c. Магниты поворачиваются к направлению H, и по достижении силой H величины $3m/c^3$, они располагаются перпендикулярно линии c, оставаясь в этом же положении при дальнейшем увеличении силы H. Тем самым они выказывают явление индукции, первоначально пропорциональной намагничивающей силе, и явление насыщения. Если намагничивающая сила H действует параллельно линии c, в направлении первоначального расположения осей, то магниты останутся в состоянии покоя. Но если H действует в противоположном направлении, равновесие будет устойчивым, пока H не достигнет величины m/c^3. Как только H превышает этот предел, равновесие становится неустойчивым, и магниты поворачиваются в направлении H. При постепенном уменьшении H до нуля магниты остаются в новом положении, тем самым иллюстрируя явление остаточного магнетизма. Взяв множество таких пар магнитных молекул, первоначально ориентированных в различных направлениях и расположенных на таких расстояниях друг от друга, что пары не оказывают ощутимого влияния друг на друга, можно построить модель, поведение которой под влиянием внешнего магнитного поля будет весьма похоже на реальное поведение ферромагнетиков.

Чтобы магниты в модели могли возвращаться в состояние покоя в новом положении после перемены направления, необходимо допустить, что они испытывают своего рода диссипативную силу, которая погашает колебания. В реальных магнитных веществах такой силе соответствовали бы электрические токи, которые возникали бы в соседней массе при внезапном изменении направления молекулярных магнитов; внезапное изменение направления всегда сопровождается преобразованием магнитной энергии в тепло.

В 1871 году Вебер сформулировал свою теорию магнетизма[1] на основе теории электрических частиц-зарядов: теперь он предполагал, что молекулярный ток Ампера состоит из электрического заряда, который движется по орбите вокруг неподвижного электрического заряда противоположного знака. Эта картина вновь появилась сорок лет спустя в орбитах электрона атома Резерфорда – Бора. Однако, в двадцатом веке многие физики-теоретики сначала сомневались, можно ли успешно выразить теорию магнетизма Ампера и Вебера на основе новой теории электрона. Эти сомнения рассеял П. Ланжевен[2],

[1] *Leipzig Abhandl. Math. Phys.* X (1873), с. 1; английский перевод в *Phil. Mag.* XLIII (1872), стр. 1, 119.

[2] *Annales chim. phys.* V (1905), с. 70.

который дал полную формулировку этой теории. В этой теории диамагнитные явления во всех случаях рассматривают как единственное начальное влияние приложенного внешнего магнитного поля, а парамагнетизм приписывают последующему взаимодействию молекул.

Преобразование энергии из одной формы в другую — это предмет, который впервые вошел во всеобщее обращение незадолго до середины девятнадцатого века. Уже давно было известно, что энергию движения и энергию положения динамической системы можно преобразовать друг в друга, и что их сумма остается неизменной в замкнутой системе. Этот принцип сохранения динамической энергии Френель распространил на оптику, допустив[1], что энергия, принесенная на поверхность раздела падающим светом равна энергии, унесенной с поверхности раздела поглощенным и отраженным светом. Подобную концепцию использовали Роже и Фарадей, защищая[2] химическую теорию гальванического элемента. Они утверждали, что работа, выполненная током во внешнем контуре, должна обеспечиваться за счет химической энергии, аккумулированной в элементе, и показали, что количество электричества, посланное в контур, пропорционально количеству потребленных химических веществ, а его напряжение пропорционально силе химических сродств, вступивших в реакцию. Эту теорию расширил и завершил в 1841 году Джеймс Прескотт Джоуль из Манчестера. Джоуль принял принцип, который поддерживали, а в сущности, и установили Румфорд и Дэви, о том, что теплоту можно как получить из механической работы, так и превратить в нее. Он понимал, что для получения полной теории гальванического элемента необходимо более внимательно изучить этот принцип. Поэтому он измерил[3] количество теплоты, которое выделяется за единицу времени в металлическом проводе, через который течет ток известной силы. Оказалось, что полученная величина пропорциональна сопротивлению провода, умноженному на квадрат силы тока; или (как следует из закона Ома) произведению силы тока и разности электрических напряжений на концах провода.

Теперь, когда стало известно количество энергии, произведенное в виде теплоты во внешнем контуре, можно было рассмотреть передачу энергии во всем контуре. «Когда, — писал Джоуль, — любое гальваническое устройство, будь оно простым или сложным, пропус-

[1]См. стр. 154.

[2]См. стр. 221.

[3]*Phil. Mag.* XIX (1841), с. 260; Джоуль *Scientific Papers*, I, с. 60.

кает электрический ток через любое вещество, будь то электролит или нет, общая гальваническая теплота, образующаяся в любое время, пропорциональна произведению количества атомов, которые подвергаются электролизу в каждом элементе цепи, и действительной мощности батареи. Если в цепи присутствует элемент, действие которого основано на реакции разложения, действительная мощность батареи снижается пропорционально ее сопротивлению электролизации». В этом же году он[1] увеличил важность вышесказанного, показав, что количество теплоты, которое выделяется при сжигании эквивалентов веществ, пропорционально интенсивности их химического сродства с кислородом, которое определяют, измеряя электродвижущую силу батареи, необходимую для электролитического разложения оксида.

Теория Роже и Фарадея, которую усовершенствовал таким образом Джоуль, дает нам возможность количественно проследить преобразования энергии в гальваническом элементе и в цепи. Первичным источником энергии является химическая реакция: в элементе Даниеля, $Zn|ZnSO_4\ |CuSO_4\ |Cu$, например, это замещение цинка медью как партнером сульфат-иона. Сила задействованных химических сродств в этом случае измеряется разностью теплот образования сульфата цинка и сульфата меди; именно это и определяет электродвижущую силу элемента[2]. Количество энергии, которое преобразуется из химической формы в электрическую за данный промежуток времени, измеряется произведением силы химического сродства на количество химических соединений, которые разложились за это время, или (что одно и то же) произведением электродвижущей силы элемента на количество циркулирующего электричества. Эта энергия может либо рассеиваться как тепло, подтверждая закон Джоуля, либо использоваться во внешней цепи.

Джоуль первым определил механический эквивалент теплоты с помощью методов, которые удовлетворяют основному условию: в материи, с которой работают, не происходит окончательного изменения состояния. Однако разум множества его современников был занят понятиями Румфорда и Дэви относительно механического эквивалента теплоты; существовала всеобщая тенденция возвращения

[1] *Phil. Mag.* XX (1841), с. 98; см. также *Phil. Mag.* XXII (1843), с. 204.

[2] Теплота образования грамма-молекулы $ZnSO_4$ больше, чем теплота образования грамма-молекулы $CuSO_4$ примерно на 50 000 калорий; а в случае с двухвалентными металлами, 46 000 калорий на грамм-молекулу соответствует э.д.с. в один вольт; так что э.д.с. элемента Даниэля должна быть 50/46 вольт, чему она почти равна.

к доктрине Бойля, Гука, Ньютона и Эйлера о том, что теплота — это не особая квазиматериальная сущность, а колебательное движение самых маленьких частей тел; и «материальная» теория угасала до 1860 года, когда она вовсе исчезла. Среди авторов, которые внесли свой вклад в этот процесс, можно упомянуть С. Ф. Мора из Кобленца (1806–79)[1] и Юлиуса Роберта Майера (1814–78)[2], который был врачом в Хейльбронне. Майер не имеет отношения к работе Мора, хотя она была опубликована в том же журнале и содержит почти все, что есть ценного в его работе; и, видимо, ни один из них не оказал никакого влияния на современную мысль, так как Гельмгольц не упоминает ни одного из них в работе, на которой мы сейчас остановимся. Это движение достигло высшей точки в научном труде, который опубликовал в 1847 году Герман фон Гельмгольц[3] (1821–94) под заголовком *О сохранении силы* (*On the Conservation of Force*). Первоначально этот труд был представлен Берлинскому физическому обществу[4]; но, несмотря на то, что молодые физики восприняли его с энтузиазмом, предрассудки старого поколения[5] помешали его принятию в *Annalen der Physik*; и, в конце концов его опубликовали отдельным трактатом[6].

В научном труде было доказано[7], что сохранение энергии — это универсальный принцип природы; что кинетическую и потенциальную[8] энергию динамических систем можно преобразовать в

---

[1]*Annal. der Chimie* XXIV (1837), с. 141; перевод в *Phil. Mag.* (5) II (1876), с. 110.

[2]*Annal. der Chimie*, XLII (1842), с. 233; перевод в *Phil. Mag.* XXIV (1862), с. 371. Сначала редакторы *Ann. d. Phys.* не приняли работу Майера.

[3]Гельмгольц, как и Майер, был врачом. Люди этой профессии уже давно обсуждали происхождение и функции животной теплоты.

[4]23 июля 1847 г.

[5]Основанные главным образом на страхе возрождения чего-то, подобного натурфилософии Гегеля.

[6]Берлин, Г. Ф. Реймер. Английский перевод в работе Тиндаля и Франсиса *Scientific Memoirs*, с. 114. Издатель, к «великому удивлению» Гельмгольца, выплатил ему гонорар. См. *Hermann von Helmholtz* Лео Кенигсбергера; английский перевод Ф. А. Уэлби.

[7]Гельмгольца частично опередил У. Р. Гроув в своих лекциях по *взаимосвязи физических сил*, которые он читал в 1843 году и опубликовал в 1846 году. Гроув, заявив, что теплота, по своей природе, является «чисто динамической», и что различные «физические силы» можно преобразовать друг в друга, заметил: «Огромная задача, которую еще предстоит решить относительно взаимосвязи физических сил, — установление их эквивалента силы, или их измеряемого отношения к данной норме».

[8]Эти термины появились позднее. Термин *кинетическая энергия* был впервые использован в статье У. Томсона и П. Г. Тэта *Good Words* (впоследствии изданной

теплоту, согласно определенным количественным законам, как учили Румфорд, Дэви и Джоуль; и что любую из этих форм энергии можно превратить в химическую, электростатическую, гальваническую и магнитную формы.

Работа *О механическом эквиваленте теплоты* (*On the Mechanical Equivalent of Heat*) была зачитана Джоулем на заседании Британской Ассоциации[1] в Оксфорде в 1847 году. В аудитории находился Уильям Томсон, который два года назад получил степень Второго Студента, особого отличившегося на экзамене по математике в Кембридже, и который теперь понимал, что для того, чтобы привести предмет теплоты и тепловых машин к форме, которую следует подвергнуть математической обработке, после чего откроются научные законы, прежде всего, необходимо открыть метод измерения абсолютной температуры, который не зависел бы от свойств любого конкретного вещества. Затем он увидел, что этот метод можно основать на работе, которую опубликовал более сорока лет назад Никола Леонард Сади Карно (1796–1832), старший сын «организатора победы» Французской Революции. Работа Карно, которая появилась в Париже в 1824 году под заголовком *Размышления о движущей силе огня* (*Reflexions sur la Puissance Motrice du Feu*), состояла в теоретическом изучении машин, производящих механическую работу из теплоты. Такая машина должна состоять из частей, которые служат тем же целям, что и пар, паровой котел и конденсатор паровой машины: то есть из *рабочего вещества* (аналогичного пару), *источника* теплоты[2] (аналогичного паровому котлу) и тепло*отвода*[3] (аналогичного конденсатору). Карно рассматривал процесс, в конце которого рабочее вещество и все части машины находятся в том же состоянии, что и в начале, поэтому его можно назвать *циклическим процессом*, или *циклом*. Он показал, что для максимально эффективного создания механической работы, необходимо исключить любой прямой поток

Чарльзом Диккенсом) в октябре 1862 года. Термин *потенциальная энергия* впервые использовал У. Д. М. Ранкин в 1853 году [*Proc. Glasgow Phil. Soc.* III (1853), с. 276 = Ранкин *Misc. Sci. Papers* (1881), с. 203]. Однако в этом не было ничего нового, ибо ту же самую концепцию Лазар Карно назвал *force vive virtuelle* в 1803 году, причем она была знакомой динамической концепцией для прошлых поколений, тогда как слово *потенциал* вошло во всеобщее употребление с того времени, когда Грин ввел его в 1828 году.

[1] *Brit. Ass. Rep.* (1847), пт. 2, с. 55.

[2] В настоящее время его называют *нагревателем*. — *Прим. пер.*

[3] В настоящее время его называют *холодильником*. — *Прим. пер.*

теплоты между телами, температура которых отличается на конечную величину; когда удовлетворяется это условие, и, если машина работает без трения, циклический процесс является обратимым, и машину можно назвать «совершенной».

Карно называл теплоту *calorique*[1]. Этот термин ввел Лавуазье[2], который принял, что количество теплоты, взятое из источника в обратимом цикле, равно количеству теплоты, отданному теплоотводу так же, как количество воды, попадающей наверх водопада, равно количеству воды, падающей вниз. Он показал, что на основе этого допущения получаемая механическая работа зависит только от количества теплоты и температур источника и теплоотвода. Данный результат является правильным, если его «теплоту» отождествлять с «энтропией»[3].

Таким образом, Томсон выразил свою новую идею в своей первой работе[4]: «Характеристическое свойство предлагаемой мной шкалы состоит в том, что она разделена на равноценные отрезки, то есть единица теплоты, переходящая от тела A, имеющего температуру T° этой шкалы, к телу B, имеющему температуру $(T-1)^\circ$, произвела бы одинаковое механическое действие при любом числе T. Эту шкалу можно справедливо назвать абсолютной шкалой, поскольку ее характеристика не зависит от физических свойств конкретного вещества».

«Теплота», о которой Томсон говорит в этом предложении, — это «теплота» Карно, но он еще неясно представлял ее связь с «теплотой» Джоуля. Ключ к этой проблеме дал Клаузиус в своем сообщении Берлинской Академии наук в феврале 1850 года[5], и теперь принцип Томсона мог принять следующую форму[6]: «В цикле обратимой машины Карно количество тепловой энергии, взятой из источника, относится к количеству тепловой энергии, отданной теплоотводу, так

---

[1]В английском варианте теплота Джоуля, в отличие от теплоты Карно и Лавуазье, названа термином *heat*, тогда как на русский язык оба термина переводятся как *теплота*. Исходя из того, что в научной литературе на русском языке не делается различия между этими терминами, далее оба будут переводиться как *теплота*. — *Прим. пер.*

[2]*Traite elementaire de chimie*, 1789.

[3]Термин *энтропия* ввел Клаузиус *Ann. d. Phys.* CXXV (1865), с. 390.

[4]*Proc. Camb. Phil. Soc.* I (5 июня 1848 г.), с. 66; *Phil. Mag.* XXXIII (октябрь 1848 г.), с. 313; Томсон *Math. and Phys. Papers*, I, с. 100.

[5]*Ann. d. Phys.* LXXIX (1850), стр. 368, 500.

[6]*Trans. R. S. Edin.* XX (март 1851 года), с. 261; Томсон *Math. and Phys. Papers*, I, с. 174.

же, как абсолютная температура источника относится к абсолютной температуре теплоотвода. Разность этих количеств тепловой энергии поступает во внешний мир в форме механической работы».

Следовательно, абсолютный ноль температуры можно определить как обладающий следующим свойством. Если бы теплоотвод находился при абсолютном нуле температуры, то всю тепловую энергию, созданную источником, можно было бы превратить в механическую работу. Для удобства на шкале, как и в системе Цельсия, сделали отметки 0 и 100 и обнаружили, что абсолютным нулем температуры является $-273° \cdot 1$.

Принцип Томсона, сформулированный выше, можно обобщенно сформулировать следующим образом: в любом обратимом процессе, в конце которого рабочее вещество остается в том же состоянии, в каком оно было первоначально,

$$\int \frac{dQ}{T} = 0,$$

где T — абсолютная температура, при которой элемент теплоты dQ поглощается рабочим веществом. Таким образом, интеграл $\int dQ/T$ имеет одно и то же значение для каждого процесса, который приводит из состояния A в состояние B рабочего вещества и который является обратимым. Величина этого интеграла называется *возрастанием энтропии* рабочего вещества при переходе из состояния A в состояние B.

Важность принципа энергии, связанного с гальваническим элементом, отмечали Гельмгольц в своем научном труде 1847 года и У. Томсон в 1851 году[1]: позже в уравнения была внесена только одна важная поправка, которую сделал Гельмгольц[2]. Гельмгольц указал, что электрическую энергию, производимую гальваническим элементом, можно получать не только из энергии химических реакций: элемент также может получать тепловую энергию от соседних тел и превращать ее в электрическую энергию. Степень, в которой все это происходит, определяется законом, который в 1855 году открыл Томсон[3]. Томсон показал, что если за E обозначить «свободную

[1] *Phil. Mag.* II (1851), стр. 429, 551; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, I, с. 472, 490.

[2] *Berlin Sitzungsber.* (1882), стр. 22, 825; (1883), стр. 647.

[3] *Quart. Jour. Math.* I (апрель 1855 г.), с. 57; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, I, с. 297, урав. (7).

энергию», т. е. возможную производительность механической работы, системы, которую поддерживают при абсолютной температуре T, то часть

$$\frac{T}{E}\frac{dE}{dT}$$

этой работы получается не за счет тепловой или химической энергии самой системы, а за счет тепловой энергии соседних тел. В случае с гальваническим элементом принцип Роже, Фарадея и Джоуля выражается уравнением

$$E = \lambda,$$

где E обозначает свободную или электрическую энергию, которую измеряют через электродвижущую силу элемента, а λ — теплоту химической реакции, которая дает эту энергию. Согласно принципу Томсона, мы должны заменить это уравнение уравнением

$$E = \lambda + T\frac{dE}{dT},$$

которое представляет собой правильное отношение между электродвижущей силой элемента и энергией химических реакций, которые в нем происходят. В общем случае слагаемое λ гораздо больше, чем слагаемое $T\,dE/dT$; но для определенных классов элементов, например, концентрационной гальванической пары, λ равна нулю. В последнем случае вся электрическая энергия обеспечивается за счет тепловой энергии тел, окружающих такой элемент[1].

Для введения уравнения Томсона мы используем следующий принцип: если dQ — это количество теплоты, сообщенное рабочему веществу при абсолютной температуре T в ряду обратимых изменений, то dQ/T, будучи дифференциалом энтропии рабочего вещества, является полным дифференциалом. В случае с элементом, если количество e электричества проходит в цепи, а $\mho$ является внутренней энергией элемента, так что $\lambda = -\frac{\partial \mho}{\partial e}$, то

$$dQ = Ede + d\mho = (E - \lambda)de + \frac{\partial \mho}{\partial T}dT.$$

Следовательно, $\frac{E-\lambda}{T}\,de + \frac{1}{T}\frac{\partial \mho}{\partial T}\,dT$ является полным дифференциалом, поэтому

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{E-\lambda}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial e}\left(\frac{1}{T}\frac{\partial \mho}{\partial T}\right) = \frac{1}{T}\frac{\partial^2 \mho}{\partial T \partial e} = -\frac{1}{T}\frac{\partial \lambda}{\partial T},$$

[1]Этот взаимообмен тепловой энергией с внешним миром происходит, главным образом, в местах контакта, что связано с электротермическим эффектом Пельтье, который будет описан позднее.

или

$$\frac{1}{T}\frac{\partial E}{\partial T} - \frac{E-\lambda}{T^2} = 0,$$

или

$$E = \lambda + T\frac{\partial E}{\partial T},$$

что является уравнением Томсона.

Теперь, возвращаясь к научному труду Гельмгольца от 1847 года, давайте рассмотрим его исследование энергии электростатического поля. Будет удобно допустить, что система образована постоянным подведением с очень большого расстояния бесконечно малых порций электричества, пропорциональных количествам, которые уже находятся в различных точках системы, так что заряд всегда распределяется пропорционально конечному распределению. Пусть e является примером конечного заряда в любой точке пространства, а V — конечным потенциалом в этой точке. Тогда на любом этапе процесса заряд и потенциал в этой точке будут иметь значения λe и λV, где λ обозначает правильную дробь. Пусть на этом этапе с большого расстояния будут принесены заряды $e\,d\lambda$ и добавлены к заряду λe. Работа, которая необходима для этого, равна

$$\sum e\,d\lambda \cdot \lambda V,$$

так что общая работа, которую необходимо выполнить, чтобы привести систему из бесконечной дисперсии в конечное состояние, равна

$$\sum e\,V \cdot \int_0^1 \lambda d\lambda \quad \text{или} \quad \frac{1}{2}\sum e\,V.$$

Рассуждением, подобным тому, которое используется в случае с электростатическими распределениями, можно показать, что энергия магнитного поля, создаваемого постоянными магнитами и содержащего тела, восприимчивые к магнитной индукции, равна

$$\frac{1}{2}\iiint \rho_0\,\varphi\,dx\,dy\,dz,$$

где ρ_0 — плотность эквивалентного намагничивания Пуассона, только для постоянных магнитов, а φ — магнитный потенциал[1].

[1]Мы считаем все переходы непрерывными, чтобы избежать необходимости раздельного написания поверхностных интегралов.

Более того, Гельмгольц применил принцип энергии к системам, содержащим электрические токи. Например, когда магнит приводят в движение вблизи тока, энергию, взятую от батареи, можно приравнять к сумме энергии, затраченной в виде джоулева тепла, и энергии, сообщенной магниту электромагнитной силой: это уравнение показывает, что ток не пропорционален электродвижущей силе батареи, т. е. он выказывает существование электромагнитной индукции Фарадея. Но так как в то время Гельмгольц был незнаком с понятием электрокинетической энергии, накопленной в связи с током, его уравнения большей частью были неполными. Но в случае взаимодействия тока с постоянным магнитом он получил правильный результат: интеграл по времени индуцированной электродвижущей силы в контуре равен увеличению, которое происходит в потенциале магнита по отношению к току определенной силы в контуре.

Правильной теорией энергии магнитного и электромагнитного полей мы обязаны, главным образом, У. Томсону (Кельвину). Исследовательская работа Томсона по этому предмету началась с одного или двух коротких исследований пондеромоторных сил, которые действуют на электромагниты. В 1847 году он исследовал[1] случай с маленькой железной сферой, помещенной в магнитное поле, который показал, что на эту сферу действует пондеромоторная сила, представленная $-\operatorname{grad} cR^2$, где c — постоянная, а R — магнитная сила поля. Такая сфера, очевидно, должна стремиться двигаться к тем областям, где R^2 максимальна. С помощью этого же анализа можно объяснить, почему диамагнитные тела стремятся двигаться, как в опытах Фарадея, из более сильных в более слабые части поля.

Через два года Томсон представил Лондонскому королевскому обществу научный труд[2], в котором результаты теории магнетизма Пуассона были выведены из экспериментальных данных без использования гипотезы о магнитных жидкостях. В 1850 году за первым научным трудом последовал второй[3], где Томсон привлек внимание к факту, который до него заметил Пуассон[4], что напряженность магнитного поля в точке внутри намагниченного тела зависит от формы небольшой полости, в которую помещен зондирующий маг-

[1]*Camb. and. Dub. Math. Journal*, II (1847), с. 230; Томсон *Papers on Electrostatics and Magnetism*, с. 499; см. также *Phil. Mag.* XXXVII (1850), с. 241.

[2]*Phil. Trans.* (1851), с. 243; Томсон *Papers on Elect. and Mag.*, с. 345.

[3]*Phil. Trans.* (1851), с. 269; *Papers on Elect. and Mag.*, с. 382.

[4]См. стр. 88.

нит. Томсон охарактеризовал два вектора[1]. Один из них, который более поздние авторы обычно обозначали $\mathbf{B}$, представляет напряженность магнитного поля в точке, расположенной в небольшом разрезе в намагниченном теле, когда грани этого разреза перпендикулярны направлению намагничивания; вектор $\mathbf{B}$ всегда является вихревым, то есть $\operatorname{div}\mathbf{B} = 0$. Другой вектор, который обычно обозначают $\mathbf{H}$, представляет напряженность магнитного поля в узкой цилиндрической полости, касательной к направлению намагничивания; это невихревой вектор, т. е. $\operatorname{rot}\mathbf{H} = 0$. Магнитный потенциал стремится в любой точке к пределу, не зависящему от формы полости, в которой расположена точка, а пространственный градиент этого предела идентичен $\mathbf{H}$. Томсон назвал $\mathbf{B}$ «магнитной силой по электромагнитному определению», а $\mathbf{H}$ — «магнитной силой по полярному определению»; однако более поздние авторы, в основном, пользовались названиями *магнитная индукция* и *магнитная сила*, которые предложил Максвелл.

Можно заметить, что вектор, который Фарадей называл «магнитной силой» и который он представлял силовыми линиями, это не вектор $\mathbf{H}$, а вектор $\mathbf{B}$; поскольку количество единичных силовых линий, проходящих через любой промежуток, должно зависеть только от промежутка, а не от конкретной перемычки, которая заполняет этот промежуток и по которой оценивают магнитный поток; а это может быть только в том случае, если вектор, представленный силовыми линиями, является вихревым.

Томсон ввел в науку о магнетизме, как и во все другие науки, которыми он интересовался, множество новых терминов. Отношение меры индуцированного намагничивания $\mathbf{I}_i$ в электромагните и намагничивающей силы $\mathbf{H}$, он назвал *восприимчивостью*; она положительна для парамагнетиков и отрицательна для диамагнетиков и связана с постоянной k_p[2] Пуассона отношением

$$\kappa = \frac{3}{4\pi}\frac{k_p}{1-k_p},$$

где κ обозначает восприимчивость. При простом расширении анализа Пуассона видно, что магнитная индукция и магнитная сила связаны уравнением

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{I},$$

[1] Loc. cit. §78 оригинала и §517 переиздания.

[2] См. стр. 89.

где $\mathbf{I}$ — общая напряженность намагничивания. Тогда, если постоянное намагничивание обозначить за $\mathbf{I}_0$, имеем

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{I}_i + 4\pi\mathbf{I}_0 = \mu\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{I}_0,$$

где μ обозначает $(1 + 4\pi\kappa)$. Томсон назвал μ *проницаемостью.*

В 1851 году Томсон распространил свою теорию магнетизма на магнитокристаллические явления. Математические основы теории магнитокристаллического действия были заложены задолго до экспериментального открытия этого явления в научном труде, который Пуассон зачитал Парижской Академии наук в феврале 1824 года. Вспомним, что Пуассон считал, что электромагнетизм возникает под действием «магнитных жидкостей», которые могут двигаться внутри бесконечно малых «магнитных элементов», из которых, как он полагал, состоит материя, способная к намагничиванию. Он обратил внимание, что в кристаллах эти магнитные элементы могут быть несферическими (например, эллипсоидальными) и могут располагаться симметрично, и заметил, что часть такого кристалла, будучи помещенной в магнитное поле, вела бы себя в зависимости от своей ориентации. Уравнения связи индуцированного намагничивания $\mathbf{I}$ с намагничивающей силой $\mathbf{H}$ он дал в форме, эквивалентной

$$\begin{cases} I_x = aH_x + b'H_y + c''H_z, \\ I_y = a''H_x + bH_y + c'H_z, \\ I_z = a'H_x + b''H_y + cH_z. \end{cases}$$

Томсон показал[1], что девять коэффициентов a, b', c'', …, введенные Пуассоном, не зависят друг от друга. Если сферу, состоящую из магнитокристалического вещества, поместить в равномерное силовое поле, то на нее будет действовать только пара сил: и можно легко показать, что работа, выполняемая этой парой сил, при совершении сферой (предполагается, что она имеет единичный объем) полного оборота вокруг оси x, равна $\pi H(1 - H_x^2/H^2)(-b'' + c')$. Но эта работа должна равняться нулю, так как система возвращается в исходное состояние; следовательно, b'' и c' должны быть равны. Точно так же $c'' = a'$ и $a'' = b'$. Изменив оси, можно исключить еще три коэффициента, так что уравнения можно привести к форме

$$I_x = \kappa_1 H_x, \quad I_y = \kappa_2 H_y, \quad I_z = \kappa_3 H_z,$$

где κ_1, κ_2, κ_3 можно назвать *главными магнитными восприимчивостями.*

[1] *Phil. Mag.* (4), I (1851), c. 177; *Papers on Electrostatics and Magnetism*, c. 471.

В этом же году (1851) Томсон исследовал энергию, которая, что явствовало из работы Фарадея по самоиндукции, должна накапливаться при контакте с каждым электрическим током. Он показал, что, по его словам[1], «значение тока в замкнутом проводнике, оставленном без электродвижущей силы, — это количество работы, которое было бы выполнено, если бы все бесконечно малые токи, на которые его можно разделить по линиям движения электричества, были собраны вместе с бесконечного расстояния и составили бы этот ток. Каждый из этих «бесконечно малых токов» находится в контуре конечной длины; но отрезок каждого частного проводника и сила тока в нем должны быть бесконечно малы».

Изучая затем общую энергию, созданную сближением постоянного магнита и контура, проводящего ток, он пришел к замечательному выводу о том, что в этом случае электрокинетическая энергия, которая зависит от взаимодействия, отсутствует. Энергия составляется из суммы энергии, созданной постоянными магнитами, и энергии, созданной токами. При приближении постоянного магнита к контуру, проводящему ток, электродвижущая сила, действующая на контур, временно увеличится; количество энергии, рассеиваемое в виде джоулевой теплоты, и скорость химических реакций в элементах тоже временно возрастут. Однако увеличение джоулева тепла в точности равно увеличению энергии, полученной из потребления химических соединений, и механической работы, которую совершает над магнитом оператор, движущий его; так что энергетический баланс не нарушается, и необходимость добавлять что-либо к электрокинетической форме или вычитать из нее отсутствует. Сейчас станет ясно, почему Гельмгольц в этом случае избежал ошибок, которые появлялись в других случаях, когда он пренебрегал электрокинетической энергией: в этом случае нет электрокинетической энергии, которой можно было бы пренебречь.

Два года спустя, в 1853 году Томсон[2] дал новую форму выражения для энергии системы постоянного магнита и электромагнита.

Мы видели, что энергия такой системы представлена выражением

$$\frac{1}{2}\iiint \rho_0\varphi\,dx\,dy\,dz,$$

[1] *Papers on Electrostatics and Magnetism*, с. 446.

[2] *Proc. Glasgow Phil. Soc.* III (1853), с. 281; Кельвин *Math. and. Phys. Papers*, I, с. 521.

где ρ_0 обозначает плотность эквивалентного намагничивания Пуассона для постоянных магнитов, а φ — магнитный потенциал, и где интегрирование можно распространить на все пространство. Если подставить вместо ρ_0 его значение $-\operatorname{div}\mathbf{I}_0^2$,[1] то это выражение можно записать в виде

$$-\frac{1}{2}\iiint \varphi \operatorname{div}\mathbf{I}_0\, dx\, dy\, dz,$$

или, интегрируя по частям,

$$-\frac{1}{2}\iiint (\mathbf{I}_0 \cdot \operatorname{grad}\varphi)\, dx\, dy\, dz \quad \text{или} \quad -\frac{1}{2}\iiint (\mathbf{H}\cdot\mathbf{I}_0)\, dx\, dy\, dz.$$

Поскольку $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{I}_0$, это выражение можно записать в виде

$$-\frac{1}{8\pi}\iiint (\mathbf{H}\cdot\mathbf{B})\, dx\, dy\, dz + \frac{1}{8\pi}\iiint \mu\mathbf{H}^2\, dx\, dy\, dz;$$

но первый из этих интегралов эквивалентен

$$-\frac{1}{8\pi}\iiint (\mathbf{B}\cdot \operatorname{grad}\varphi)\, dx\, dy\, dz \quad \text{или} \quad -\frac{1}{8\pi}\iiint \varphi \operatorname{div}\mathbf{B}\, dx\, dy\, dz,$$

который исчезает, так как $\mathbf{B}$ — это вихревой вектор. Следовательно, энергия поля сводится к

$$\frac{1}{8\pi}\iiint \mu\mathbf{H}^2\, dx\, dy\, dz;$$

причем интеграл берется по всему пространству, что эквивалентно форме, данной Томсоном[2].

В этом же научном труде Томсон вернулся к вопросу об энергии, которой обладает контур, благодаря циркулирующему в нем электрическому току. Как он заметил, энергию можно определить, подсчитав количество работы, которую необходимо выполнить контуром и над

---

[1]См. стр. 88.

[2]В действительности, Томсон давал следующую форму

$$\frac{1}{8\pi}\iiint \left(\mathbf{H}^2 + \frac{4\pi}{\kappa}\mathbf{I}^2\right) dx\, dy\, dz,$$

которая сводится к вышеописанной, если пренебречь той составляющей $\mathbf{I}^2$, которая создается постоянным магнетизмом и которой мы не можем управлять.

контуром, чтобы заместить контур на самого себя при поддержании постоянной силы тока в нем, так как опыты Фарадея показывают, что контур, замещенный на самого себя, не имеет накопленной энергии. Томсон обнаружил, что количество необходимой работы можно выразить в форме $\frac{1}{2}Li^2$, где i — сила тока, а L, которая называется *коэффициентом самоиндукции*, зависит только от формы контура.

Можно заметить, что в процессе замещения отдается внутренняя электродинамическая энергия, но, тем не менее, оператор выполняет положительную работу. Этот видимый парадокс объясняется тем, что энергия, полученная из обоих этих источников, используется, чтобы сохранить энергию, которую, в другом случае, дала бы батарея и которая тратится в виде джоулева тепла.

Затем Томсон показал[1], что энергию, которая накапливается при контакте с контуром, проводящим ток, можно выразить объемным интегралом, вычисленным по всему пространству, похожим на интеграл, с помощью которого он уже представил энергию системы постоянного магнита и электромагнита. Теорема, в том виде, в каком ее сформулировал автор, применима только к случаю с одним контуром, но ее можно вывести и для системы, образованной любым количеством контуров.

Если за N_s обозначить количество единичных трубок магнитной индукции, которые связаны с s-м контуром, в котором течет ток i_s, то электрокинетическая энергия системы равна $\frac{1}{2}\sum N_s i_s$; что можно записать как $\frac{1}{2}\sum I_r$, где I_r обозначает общий ток, который течет через промежуток, образованный r-й единичной трубкой магнитной индукции. Но если $\mathbf{H}$ обозначает вектор магнитной силы, а H — ее численное значение, то известно, что $(1/4\pi)\int H\,ds$, проинтегрированное по замкнутой линии магнитной индукции, измеряет общий ток, который течет через промежуток, образованный этой линией. Следовательно, энергия равна $(1/8\pi)\sum\int H\,ds$, причем суммирование включает все единичные трубки магнитной индукции, а интеграл берется по их длине. Но если dS обозначает поперечное сечение одной из этих трубок, мы имеем $B\,ds = 1$, где B — численное значение магнитной индукции $\mathbf{B}$: тогда энергия равна $(1/8\pi)\sum B\,ds\int H\,ds$; и поскольку трубки заполняют все пространство, мы можем заме-

[1] *Nichols' Cyclopaedia*, второе издание, 1860 г., статья «Magnetism, dynamical relations of»; перепечатанная в *Papers on Elect. and Mag.* Томсона, с. 447 и в его *Math. and. Phys. Papers*, с. 532.

нить $\sum dS \int ds$ на $\iiint dx\,dy\,dz$. Таким образом, энергия принимает форму $(1/8\pi)\iiint BH\,dx\,dy\,dz$, где интегрирование происходит по всему пространству; и поскольку в данном случае $B = \mu H$, энергию также можно представить как $(1/8\pi)\iiint \mu H^2\,dx\,dy\,dz$.

Но это выражение идентично форме, которая была получена для поля, создаваемого постоянным магнитом и электромагнитом. Таким образом, получается, что во всех случаях накопленная энергия системы электрических токов, постоянного магнита и электромагнита равна

$$\frac{1}{8\pi}\iiint \mu H^2\,dx\,dy\,dz,$$

где интеграл берется по всей пространственной области.

Однако не следует забывать, что это выражение представляет только то, что в термодинамике называют «свободной энергией», и следует также помнить, что часть даже этой свободной энергии может оказаться непревратимой в механическую работу в пределах ограничений системы: например, электрокинетическую энергию тока, который течет в одном замкнутом контуре с идеальной проводимостью, невозможно превратить ни в какую другую форму, пока контур остается абсолютно жестким. Мы можем сказать только, что изменения в этой накопленной электрокинетической энергии соответствуют работе, выполненной системой в процессе любого изменения.

Вышеприведенная форма говорит о том, что энергия может не локализоваться в веществе контуров и магнитов, а распределяться по всему пространству, причем в каждом единичном объеме содержится количество $(\mu H^2/8\pi)$ энергии. Эту концепцию впоследствии принял Максвелл и придал ей фундаментальное значение в своей теории.

Пока Томсон исследовал энергию, накопленную при контакте с электрическими токами, Густав Кирхгоф (1824–87) обобщал уравнения протекания электрических токов. В 1848 году Кирхгоф[1] распространил теорию линейной проводимости Ома на случай с проводимостью в трех измерениях. Это не вызвало особых осложнений, поскольку он использовал аналогию с протеканием тепла, которая оказалась столь полезной для Ома. В научном труде Кирхгофа предполагается, что система образована трехмерными проводниками, по которым протекают постоянные токи. В любой точке пусть V обозначает «напряжение» или «электроскопическую силу» — величину,

[1] *Ann. d. Phys.* LXXV (1848), с. 189; Кирхгоф *Ges. Abhandl.*, с. 33.

о важности которой в электростатике еще не было известно. Тогда, в веществе любого однородного проводника функция V должна удовлетворять уравнению Лапласа $\nabla^2 V = 0$; а на наружной поверхности каждого проводника производная от V по нормали должна исчезнуть. На поверхности раздела двух проводников, сделанных из разных материалов, функция V имеет разрыв, который измеряется значением контактной силы Вольта для двух проводников. Более того, условие о том, что ток должен быть непрерывен по всей поверхности раздела, требует непрерывности $k\,\partial V/\partial N$, где k обозначает омическую удельную проводимость проводника, а $\partial/\partial N$ — дифференцирование по нормали к поверхности раздела. Вышеупомянутых уравнений достаточно для определения протекания электричества в системе.

Кирхгоф также показал, что токи распределяются в проводниках так, чтобы создать наименьшее возможное количество джоулева тепла, что легко увидеть, поскольку количество джоулева тепла, созданного в единицу времени, равно

$$\iiint k\Big\{\Big(\frac{\partial V}{\partial x}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial V}{\partial y}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial V}{\partial z}\Big)^2\Big\}\,dx\,dy\,dz,$$

где k, как и раньше, обозначает удельную проводимость. Этот интеграл имеет стационарное значение, когда V удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial x}\Big(k\frac{\partial V}{\partial x}\Big) + \frac{\partial}{\partial y}\Big(k\frac{\partial V}{\partial y}\Big) + \frac{\partial}{\partial z}\Big(k\frac{\partial V}{\partial z}\Big) = 0.$$

Затем Кирхгоф занялся согласованием электростатических концепций с теорией Ома. Это теория существовала уже двадцать лет и была подтверждена многочисленными экспериментальными исследованиями; в частности, тщательным исследованием, которое в то время (1848) провел Рудольф Кольрауш (1809–58), который показал[1], что разность электрических «напряжений» на выводах гальванического элемента, измеренная электростатическим способом при разомкнутом контуре, для разных гальванических элементов пропорциональна электродвижущей силе, измеренной с помощью электродинамических эффектов элемента при замкнутом контуре. Далее[2] он показал, что при замкнутом контуре электростатически измеренная разность напряжений в любых двух точках внешнего контура пропорциональна

[1] *Ann. d. Phys.* LXXV (1848), с. 220.
[2] *Ann. d. Phys.* LXXVIII (1849), с. 1.

омическому сопротивлению, существующему между этими точками. Но несмотря на все, что было сделано, по-прежнему было неясно, каким образом «напряжение», или «электроскопическую силу», или «электродвижущую силу» можно интерпретировать на языке теоретической электростатики. Вспомним, что сам Ом, увековечивая путаницу, которая началась с Вольта, отождествил электроскопическую силу с плотностью электрического заряда и принял, что электричество в проводнике находится в состоянии покоя, когда оно равномерно распределено по всему веществу проводника.

Наконец, в 1849 году эту неопределенность устранил Кирхгоф[1], который отождествил электроскопическую силу Ома с электростатическим потенциалом. Правильность этого толкования можно увидеть, если сравнить разные выражения, которые были получены для электрической энергии. Выражение Гельмгольца[2] показывает, что энергия единичного заряда в любой точке пропорциональна значению электростатического потенциала в этой точке, а результат Джоуля[3] показывает, что энергия, высвобожденная электрическим зарядом при прохождении из одного точки контура в другую, пропорциональна разности электрических напряжений в этих точках. Следовательно, напряжение и потенциал — это одно и то же.

За работой Кирхгофа последовало еще несколько исследований, которые находились на границе между электростатикой и электродинамикой. Одним из первых таких исследований был разряд лейденской банки.

В начале этого века Волластон в ходе своих опытов по разложению воды наблюдал, что, когда разложение происходит под действием разряда статического электричества, водород и кислород не появляются на разных электродах: на каждом электроде выделяется смесь газов, словно ток прошел через воду в обоих направлениях. После этого Ф. Савари[4] заметил, что разряд лейденской банки намагничивает стрелки в чередующихся слоях, и предположил, что «электрическое движение во время разряда состоит из последовательности колебаний». Подобное замечание в связи с подобным наблюдением сделал в 1842 году Джозеф Генри из Вашингтона[5]. «Явления, —

[1] Ibid. LXXVIII (1849), с. 506; Кирхгоф *Ges. Abhandl.*, с. 49; *Phil. Mag.* (3) XXXVII (1850), с. 463.

[2] См. стр. 263.

[3] См. стр. 255.

[4] *Annales de Chimie*, XXXIV (1827), с. 5.

[5] *Proc. Am. Phil. Soc.* II (1842), с. 193.

писал он, — требуют, чтобы мы приняли существование главного разряда в одном направлении, за которым следуют несколько ответных колебательных движений, причем каждое следующее движение слабее предыдущего, и так до восстановления равновесия». Гельмгольц повторил это же предположение в своем очерке по сохранению энергии; а в 1853 году У. Томсон[1] проверил его, исследуя математическую теорию разряда следующим образом.

Пусть C обозначает емкость банки, т. е. единицу измерения заряда при единичной разности потенциалов между обкладками; R — омическое сопротивление разряжающегося контура, а L — его коэффициент самоиндукции. Тогда, если в любой момент времени t заряд конденсатора будет Q, а ток в контуре — i, то мы имеем $i = dQ/dt$; тогда как закон Ома, если принять во внимание самоиндукцию, дает уравнение

$$Ri + L\frac{di}{dt} = -\frac{Q}{C}.$$

Исключая i, мы имеем

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C}Q = 0,$$

уравнение, которое показывает, что при $R^2C < 4L$ ослабление Q до нуля осуществляется колебаниями периода

$$2\pi\left(\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}\right)^{-1/2}.$$

Если $R^2C > 4L$, то разряд не является колебательным.

Этот простой результат можно рассматривать как начало теории электрических колебаний[2].

В это время Томсон занимался проблемами подводной телеграфии, что привело его к изучению спорного вопроса о «скорости электричества» в длинных изолированных проводах и кабелях. Разные авторы в разное время проводили опыты по этому предмету, но получали безнадежно противоречивые результаты. Их попытки,

---

[1] *Phil. Mag.* (4) V (1853), с. 400; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, I, с. 540.

[2] Теорию Томсона проверил В. Феддерсен из Лейпцига в ряде работ, опубликованных в 1857–66 гг. Эти работы были перепечатаны в *Klassiker* Оствальда под номером 166. Феддерсен первым провел полное и правильное исследование колебательного разряда.

главным образом, принимали форму измерения промежутка времени между появлением искр в двух искровых промежутках одного и того же контура, между которыми находился провод большой длины, но которые приближали друг к другу, чтобы разряды можно было увидеть вместе. В одной серии опытов, которые провел Уотсон в Шутер Хилл в 1747–8 гг.[1], длина контура была равна четырем милям: две мили составлял провод и две мили — земля; но разряды появлялись совершенно одновременно, откуда Уотсон сделал вывод, что скорость распространения электрических действий слишком велика, чтобы ее можно было измерить.

В 1834 году Чарлз Уитстон[2], профессор экспериментальной философии в Кингс Колледж, Лондон, исследуя с помощью вращающегося зеркала искры, образованные на конечных точках контура, обнаружил, что скорость электричества в медном проводе примерно в полтора раза больше скорости света. В 1850 году И. Физо и Э. Гунель[3], проводя опыты с телеграфными линиями, связывающими Париж с Руаном и Амьенсом, получили, что скорость распространения электричества в железном проводе, равна примерно одной третьей скорости света, а скорость распространения электричества в медном проводе — почти двум третьим скорости света.

В то время были непонятны причины таких расхождений. Большое значение скорости, найденной Уитстоном, получилось, главным образом, потому, что его провод был не прямым, а намотанным в двадцать ровных витков: а действие в зигзагообразном или спиральном проводе распространяется быстрее, чем в прямом[4].

Важный шаг вперед был сделан, когда Фарадей[5] в начале 1854 года экспериментально показал, что подводный кабель, сделанный из медного провода, покрытого гуттаперчей, «можно сравнить с огромной лейденской батареей: стекло банок представляет гуттаперчу, внутренний слой — это поверхность медного провода», а внешний слой соответствует морской воде. Следовательно, во всех вычислениях, связанных с распространением электрических возмущений в подводных кабелях, нужно учитывать электростатическую емкость кабеля.

[1] *Phil. Trans.* XLV (1748), стр. 49, 491.

[2] *Phil. Trans.* (1834), с. 583.

[3] *Comptes Rendus*, XXX (1850), с. 437.

[4] См. Й. Стефан *Wien Anzeiger*, XXVIII (1891), с. 106.

[5] *Proc. Roy. Inst.*, 20 января 1854 г.; *Phil. Mag.* VII (июнь 1854 г.), с. 396; *Exp. Res.* III, стр. 508, 521.

Теория передачи сигналов с помощью кабеля зародилась в переписке Стокса и Томсона в 1854 году[1]. В случае с длинными подводными линиями скорость передачи сигналов настолько ограничена электростатическим фактором, что электромагнитная индукция не оказывает ощутимого действия; соответственно, при исследовании ею пренебрегли. Однако, принимая во внимания другие области применения данного анализа, мы допустим, что кабель имеет самоиндукцию L на единицу длины, что R обозначает его омическое сопротивление, а C — емкость на единицу длины, V — электрический потенциал на расстоянии x от одного вывода, а i — ток в этом месте. Закон Ома с учетом индуктивности выражается уравнением

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = L\frac{\partial i}{\partial t} + Ri;$$

более того, поскольку скорость накопления заряда в единице длины на расстоянии x равна $-\partial i/\partial x$ и поскольку это увеличивает потенциал со скоростью $-(1/C)\partial i/\partial x$, мы имеем

$$C\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial x}.$$

Исключая i в этих двух уравнениях, мы имеем уравнение, которое впервые получил Оливер Хевисайд[2] (1850–1925), а именно:

$$\frac{1}{C}\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = L\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + R\frac{\partial V}{\partial t}.$$

Это уравнение известно как *телеграфное уравнение*[3].

Томсон, в одном из своих писем[4] Стоксу, в 1854 году получил это уравнение в форме, применимой к атлантическим кабелям, т. е. пренебрегая членом, содержащим L. В такой форме это уравнение не отличается от уравнения Фурье для линейного распространения тепла: так что известные решения теории Фурье можно применить в новой интерпретации. Если подставить

$$V = e^{2nt\sqrt{-1+\lambda x}},$$

[1]Кабель между Дувром и Кале проложили в 1851 г.; между Холихедом и Хоутом — в 1853 г. Первый Атлантический кабель, просуществовавший в течение трех недель, был проложен в 1858 году, а второй и третий — в 1866 году.

[2]*Phil. Mag.* II (авг. 1876 г.), с. 135.

[3]Мы пренебрегли утечкой, которая не входит в наши настоящие цели.

[4]*Proc. R. S.* VII (май 1855 г.), с. 382; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, II, с. 61.

мы получим

$$\lambda = \pm(1+\sqrt{-1})(nCR)^{1/2};$$

а следовательно, типичным фундаментальным решением уравнения является

$$V = e^{-(nCR)^{1/2}x}\sin\{2nt-(nCR)^{1/2}x\}.$$

Форма этого решения показывает, что, если на одном конце кабеля приложить регулярное гармоническое изменение потенциала, то фаза распространяется со скоростью, пропорциональной квадратному корню из частоты колебаний: тогда, поскольку различные гармоники распространяются с разной скоростью, очевидно, что для обыкновенных сигналов не следует ожидать определенной «скорости передачи». Если потенциал внезапно приложить на одном конце кабеля, пройдет определенное время, прежде чем ток на другом конце достигнет определенного процентного значения от своей максимальной величины; однако несложно показать[1], что это запаздывание пропорционально сопротивлению и емкости, которые пропорциональны длине кабеля: так что запаздывание пропорционально квадрату длины, таким образом, кажущаяся скорость распространения будет тем меньше, чем больше будет длина используемого кабеля.

Случай с телеграфным проводом, изолированным в воздухе на полюсах, отличается от случая с кабелем; поскольку здесь емкость маленькая, и необходимо учитывать индуктивность. Если в общем телеграфном уравнении положить

$$V = e^{nx\sqrt{-1}+\mu t},$$

то мы получаем уравнение

$$\mu = -\frac{R}{2L} \pm \left(\frac{R^2}{4L^2}-\frac{n^2}{CL}\right)^{1/2};$$

поскольку емкость мала, можно заменить величину под знаком радикала ее вторым слагаемым. Таким образом, видим, что типичным фундаментальным решением этого уравнения будет

$$V = e^{-\frac{Rt}{2L}}\sin n\{x-(CL)^{-1/2}t\}.$$

[1]Этот результат, действительно, сразу же следует из теории размерностей.

Это показывает, что любое гармоническое возмущение, а следовательно, любое возмущение, распространяется по проводу со скоростью $(CL)^{-1/2}$. Разница между распространением в телеграфном проводе и распространением в океанском кабеле, как заметил Томсон, напоминает разницу между распространением импульсного давления через длинный столб жидкости в трубке, когда трубка твердая (случай с телеграфным проводом) и когда она упругая, так что она способна к местному расширению (случай с кабелем, причем расширение соответствует емкостному эффекту); в первом случае, как это хорошо известно, импульс распространяется с определенной скоростью, а именно, со скоростью звука в жидкости.

За работой Томсона по передаче сигнала по кабелям последовало в 1857 году знаменитое исследование[1] Кирхгофом распространения электрического возмущения по телеграфному проводу круглого сечения.

Кирхгоф принял, что электрический заряд практически всегда остается на поверхности провода и что ток равномерно распределяется по его сечению. Его представление о токе было таким же, как у Фехнера и Вебера, а именно, что ток состоит из равных потоков стеклянного и смоляного электричества, которые движутся в противоположном направлении. Обозначая электрический потенциал как V, заряд на единицу длины как e, длину провода как l, а радиус его сечения как α, он показал, что V приблизительно определяется уравнением[2]

$$V = 2e\log(l/\alpha).$$

Следующий фактор, который необходимо рассмотреть, — это взаимная индукция элементов токов в разных частях провода. Принимая, как и Вебер, что электродвижущую силу, индуцированную в

[1] *Ann. d. Phys.* C (1857), стр. 193, 251; Кирхгоф *Ges. Abhandl.*, с. 131; *Phil. Mag.* XIII (1857), с. 393.

[2] Его метод получения этого уравнения заключался в том, чтобы по отдельности подсчитать эффекты (1) от отрезка провода в пределах расстояния ε с каждой стороны от рассматриваемой точки, где ε обозначает длину, которая мала по сравнению с l, но велика по сравнению с α, и (2) от оставшейся части провода. Таким образом, он получил уравнение

$$V = 2e\log\frac{2\varepsilon}{\alpha} + \int\frac{e'\,ds'}{r},$$

где интеграл берется по всей длине провода, за исключением отрезка 2ε. Приведенное в тексте уравнение было получено путем аппроксимации, который, однако, можно оспаривать.

элементе $\mathbf{ds}$ под действием другого элемента $\mathbf{ds}'$, проводящего ток i', можно вывести из векторного потенциала

$$i' \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{ds}')\mathbf{r}}{r^3},$$

Кирхгоф нашел, что примерное значение векторного потенциала от всего провода

$$w = 2i \log(l/\alpha),$$

где i обозначает силу тока[1]; причем векторный потенциал направлен параллельно проводу. Тогда закон Ома дает уравнение

$$i = -\pi k \alpha^2 \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial w}{\partial t} \right),$$

где k — удельная проводимость материала, из которого состоит провод. И, наконец, принцип сохранения энергии дает уравнение

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -\frac{\partial e}{\partial t}.$$

Обозначая $\log(l/\alpha)$ за γ и исключая e, i, w из этих четырех уравнений, мы имеем

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{1}{2\gamma \kappa \pi \alpha^2} \frac{\partial V}{\partial t},$$

что, как можно было ожидать, является телеграфным уравнением. Если пренебречь членом $\partial V/\partial t$, что, как мы видели, можно сделать в некоторых случаях, уравнение принимает вид

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}.$$

Это показывает, что *электрическое возмущение распространяется по проводу со скоростью* c^2. Процедура Кирхгофа фактически включала вычисление емкости и самоиндукции провода, а потому могла

---

[1]Это выражение получили так же, как и выражение для V, с помощью промежуточной формулы

$$w = 2i \log \frac{2\varepsilon}{\alpha} + \int \frac{i'\,ds'}{r} \cos\theta \cos\theta',$$

где θ и θ' обозначают соответственно углы, которые $\mathbf{ds}$ и $\mathbf{ds}'$ составляют с $\mathbf{r}$.

[2]Ссылаясь на оригинальные научные труды Вебера и Кирхгофа, не следует забывать, что величину, которая в данной работе обозначена c и которая представляет скорость света в свободном эфире, эти авторы обозначали $c/\sqrt{2}$. Вебер, фактически, обозначал как c относительную скорость, с которой два заряда должны приближаться друг к другу, чтобы сила между ними, вычисленная по этой формуле, исчезла.

Следует также помнить, что авторы, которые приняли гипотезу о том, что токи состоят из равных и противоположно направленных потоков стеклянного и смоляного электричества, привыкли обозначать силу тока как $2i$.

дать определенные значения величин, которые остались неопределенными в общем телеграфном уравнении.

О скорости c, важность которой была продемонстрирована таким образом, уже говорили в связи с законом силы Вебера. Когда электродинамические явления описывают в единицах, которые были определены электростатически[1], или, наоборот, когда единицы, которые были определены электродинамически, используют в описании электростатических явлений, то необходимо вводить коэффициент пропорциональности. Несложно увидеть, что такой коэффициент должен иметь размерность (длина/время), так как электростатическое отталкивание электрических зарядов — это величина того же рода, что и электродинамическое отталкивание двух определенных *длин* провода, проводящих токи, которые можно охарактеризовать количеством заряда, проходящего мимо любой точки в единицу *времени*.

Вскоре после появления научного труда Кирхгофа значение c определили Вебер и Кольрауш[2]. В основе их определения лежало сравнение единиц измерения заряда лейденской банки, полученных с помощью метода, зависящего от электростатического притяжения, и с помощью метода, зависящего от эффектов тока, созданного разряжением банки. В результате получилась величина, равная примерно

$$c = 3,1 \times 10^{10} \text{ см/сек};$$

которая была равна, в пределах ошибок измерений, скорости, с которой свет перемещается в межпланетном пространстве. Это совпадение заметил Кирхгоф, который, таким образом, первым открыл важный факт о том, что скорость, с которой электрическое возмущение распространяется по надземному проводу с идеальной проводимостью, равна скорости света.

Во втором научном труде, опубликованном в этом же году, Кирхгоф[3] распространил сферу действия уравнений распространения электрического возмущения на случай с трехмерными проводниками.

Как и в своем раннем исследовании, он разделил электродвижущую силу в любой точке на две части, одной из которых был

---

[1]См. стр. 244.

[2]*Ann. d. Phys.* XCIX (1856), с. 10. В действительности Вебер завершал работу абсолютных измерений, которую они с Гауссом начали в связи с земным магнетизмом.

[3]*Ann. d. Phys.* CII (1857), с. 529; *Ges. Abhandl.*, с. 154.

градиент электростатического потенциала φ, а другой — производная по времени (с обратным знаком) векторного потенциала $\mathbf{a}$; так что если за $\mathbf{s}$ обозначить ток, а за k — удельную проводимость, то закон Ома выражается уравнением

$$\mathbf{s} = k\Big(c^2 \operatorname{grad}\varphi - \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}\Big).$$

Кирхгоф вычислил значение $\mathbf{a}$ с помощью формулы Вебера для индуктивного действия одного элемента тока на другой, получив в результате

$$\mathbf{a} = \iiint \frac{dx'\,dy'\,dz'}{r^3}(\mathbf{r}\cdot\mathbf{s}')\mathbf{r},$$

где $\mathbf{r}$ обозначает вектор из точки $(x,\ y,\ z)$, в которой измеряется $\mathbf{a}$, в любую другую точку $(x',\ y',\ z')$ проводника, в которой течет ток $\mathbf{s}$. Интеграл берется по всему объему проводника. Оставшиеся общие уравнения — это обыкновенное уравнение электростатического потенциала

$$\nabla^2\varphi + 4\pi\rho = 0$$

(где ρ — плотность электрического заряда) и уравнение сохранения электричества

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{s} = 0.$$

Мы увидим, что на исследования электричества Кирхгофом большое влияние оказали исследования Вебера. Однако более поздние исследования не пользовались неоспоримым авторитетом, так как по-прежнему открытым оставался вопрос: следует ли предпочесть выражения, данные Вебером для общей энергии двух элементов токов и для общей энергии двух электронов, конкурирующим формулам Неймана и Римана. Этот вопрос в 1870 году исследовал Гельмгольц в ряде научных трудов[1], на которые уже была сделана ссылка[2]. Гельмгольц заметил, что для двух элементов $\mathbf{ds}$, $\mathbf{ds}'$, проводящих токи i, i', электродинамическая энергия равна

$$\frac{ii'(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{ds}')}{r},$$

[1] *Journal für Math.* LXII (1870), с. 57; LXXV (1873), с. 35; LXXVIII (1874), с. 273.

[2] См. стр. 246.

согласно Нейману, и

$$\frac{ii'}{r^3}(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds})(\mathbf{r}\cdot\mathbf{ds}'),$$

согласно Веберу; и что эти выражения отличаются друг от друга только величиной

$$\frac{ii'\,ds\,ds'}{r}\{-\cos(ds\cdot ds')+\cos(r\cdot ds)\cos(r\cdot ds')\},$$

или

$$ii'\,ds\,ds'\,\frac{d^2r}{ds\,ds'};$$

поскольку она исчезает при интегрировании по каждому контуру, две формулы дают один и тот же результат, если их применить к полным токам. Общей формулой, которая включает и формулу Неймана, и формулу Вебера, очевидно, является

$$\frac{ii'(\mathbf{ds}\cdot\mathbf{ds}')}{r}+kii'\frac{d^2r}{ds\,ds'}\,ds\,ds',$$

где k обозначает произвольную постоянную[1].

Результат Гельмгольца навел Клаузиуса[2] на мысль о новой форме закона силы между электронами, а именно, закона, который получается при допущении, что два электрона с зарядами e, e' и скоростями $\mathbf{v}$, $\mathbf{v}'$ обладают электрокинетической энергией, равной

$$\frac{ee'(\mathbf{v}\cdot\mathbf{v}')}{r}+kee'\frac{d^2r}{ds\,ds'}\,v\,v'.$$

Вычитая из этой величины общую электростатическую потенциальную энергию, равную $ee'c^2/r$, можно записать общий кинетический потенциал двух электронов в виде

$$\frac{ee'}{r}\left(\frac{\partial x}{\partial t}\frac{\partial x'}{\partial t}+\frac{\partial y}{\partial t}\frac{\partial y'}{\partial t}+\frac{\partial z}{\partial t}\frac{\partial z'}{\partial t}-c^2\right)+kee'\frac{d^2r}{ds\,ds'}\,v\,v',$$

где $(x,\,y,\,z)$ обозначают координаты e, а $(x',\,y',\,z')$ — координаты e'.

[1]См. Лэмб *Proc. Lond. Math. Soc.* XIV (1883), с. 301.

[2]*Journal für Math.* LXXXII (1877), с. 85; *Phil. Mag.* X (1880), с. 255.

Ясно, что неизвестная постоянная k не оказывает никакого влияния, если рассматривать только замкнутые контуры. Если k заменить на ноль, то выражение для кинетического потенциала примет форму

$$\frac{ee'}{r}\left(\frac{\partial x}{\partial t}\frac{\partial x'}{\partial t}+\frac{\partial y}{\partial t}\frac{\partial y'}{\partial t}+\frac{\partial z}{\partial t}\frac{\partial z'}{\partial t}-c^2\right),$$

или, в электростатической системе единиц,

$$\frac{ee'}{r}\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial x}{\partial t}\frac{\partial x'}{\partial t}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial y}{\partial t}\frac{\partial y'}{\partial t}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial z}{\partial t}\frac{\partial z'}{\partial t}-1\right),$$

что, как окажется в дальнейшем, очень сильно напоминает соответствующее выражение из теории электронов Лоренца[1].

Формула Клаузиуса имеет огромное преимущество перед формулой Вебера, потому что она не вынуждает нас принимать существование равных и противоположно направленных скоростей стеклянных и смоляных зарядов в электрическом токе. С другой стороны, выражение Клаузиуса содержит абсолютные скорости электронов, а выражение Вебера зависит только от их относительного движения. Следовательно, теория Клаузиуса требует допущения о существовании в пространстве неподвижного эфира, к которому можно отнести скорости $\mathbf{v}$ и $\mathbf{v}'$.

Когда поведение конечных электрических систем предсказывают, исходя из формул Вебера, Римана и Клаузиуса, то эти три закона не всегда приводят к одинаковым результатам. Например, если круговой ток вращать вокруг своей оси с постоянной угловой скоростью, то, согласно закону Вебера, в стационарном проводнике, расположенном в непосредственной близости, появится свободное электричество; тогда как, согласно формуле Клаузиуса, индукция не проявляется в стационарном теле, но в теле, вращающемся вместе с контуром, как

[1] В действительности, когда присутствует любое количество электронов, часть кинетического потенциала, которая связана с любым из них, — скажем, e, — можно записать как

$$L_e=e\left(\frac{1}{c^2}a_x\frac{\partial x}{\partial t}+\frac{1}{c^2}a_y\frac{\partial y}{\partial t}+\frac{1}{c^2}a_z\frac{\partial z}{\partial t}-\varphi\right),$$

где $\mathbf{a}$ и φ обозначают потенциальные функции, определенные уравнениями

$$\mathbf{a}=\iiint\frac{\rho'\mathbf{v}'}{r}\,dx'\,dy'\,dz',\quad \varphi=\iiint\frac{\rho'}{r}\,dx'\,dy'\,dz'.$$

Чтобы преобразовать их в формулы Лоренца, достаточно ввести задержку потенциала.

если бы оно было жестко с ним связано, появляется электризация. И еще раз[1], пусть магнит находится в подвешенном состоянии внутри полого металлического тела и пусть полое тело внезапно заряжается или разряжается, тогда, согласно теории Клаузиуса, магнит не подвергнется никакому влиянию, но, согласно теориям Вебера и Римана, на него будет действовать импульсная пара сил. И опять, если наэлектризованный диск вращать в своей собственной плоскости, при определенных условиях в контуре, расположенном неподалеку, будет индуцироваться постоянный ток, согласно закону Вебера, но не другим законам.

Интересное возражение теории Клаузиуса выдвинул в 1879 году Фрелих[2]. Это возражение заключалось в следующем: когда заряд свободного электричества и постоянный электрический ток находятся в состоянии покоя относительно друг друга, но вместе участвуют в поступательном движении Земли в пространстве, то между ними, в случае истинности закона Клаузиуса, должна действовать сила. Однако Бадд показал[3], что сам контур приобретает электростатический заряд, частично в результате того же действия, которое вызывает силу, действующую на внешний проводник, а частично, в результате электростатической индукции, которую заряд вызывает во внешнем проводнике; и что общая сила между контуром и внешним проводником тем самым сводится к нулю[4].

Мы видели, что разграничение между разными законами электродинамической силы тесно связано с вопросом о том, существует ли в электрическом токе два рода электричества, которые движутся в противоположных направлениях, или только один род, который движется в одном направлении. Согласно унитарной гипотезе о том, что ток заключается в переносе одного рода электричества с определенной скоростью относительно провода, можно ожидать, что катушка, которую быстро вращают вокруг своей собственной оси, создаст

[1]Два следующих решающих опыта вместе с другими предложил Э. Бадд *Ann. d. Phys.* XXX (1887), с. 100.

[2]*Ann. d. Phys.* IX (1880), с. 261.

[3]*Ann. d. Phys.* X (1880), с. 553.

[4]Этот случай с зарядом и током, которые движутся вместе, впоследствии исследовал Фитцджеральд (*Trans. Roy. Dub. Soc.* I [1882], с. 319: *Scient. Writings of G. F. FitzGerald*, с. 111) без каких-либо ссылок на формулу Клаузиуса, с позиций теории Максвелла. Был получен тот же самый результат: электричество, индуцированное на проводник, который проводит ток, нейтрализует пондеромоторную силу, которая действует между током и внешним зарядом. Этот вопрос также обсуждался Лоренцом в свете теории относительности, *Phys. ZS.* XI (1910), с. 1234.

магнитное поле, отличное от того, которое эта же самая катушка создаст в состоянии покоя. Опыты по определению этого вопроса провели А. Феппль[1] и Э. Л. Никольс и В. С. Франклин[2], однако, они получили отрицательные результаты. Более поздние исследователи обнаружили, что скорость электричества должна быть такой, что количество, проведенное через определенную точку в единицу времени, когда направление тока совпадает с направлением движения витка, отличается от количества, переданного при движении тока и витка в противоположных направлениях, только на одну десятимиллионную, даже когда скорость движения провода составляет 9 096 см/сек. Они считали, что смогут обнаружить изменение отклонения, вызванное движением катушки, даже несмотря на то, что скорость тока значительно больше, чем тысяча миллионов метров в секунду.

За десятилетия в середине века значительного развития достигла наука о термоэлектричестве, истоки которой мы уже описали[3]. В лабораторном журнале Фарадея, под датой 28 июля 1836 года, мы читаем[4]: «Преобразование термоэлектричества нужно непременно получить на опыте. Пропустить ток через цепь из сурьмы и висмута».

Фарадей не знал, что описанный здесь опыт уже был проведен, хотя его автор пришел к нему, следуя цепочке несколько иных идей. В 1834 году Жан Шарль Пельтье[5] (1785–1845) попытался решить задачу, которую впоследствии успешно решил Джоуль[6], измерения тепла, выделившегося при прохождении электрического тока через проводник. Он обнаружил, что ток вызывает в однородном проводнике повышение температуры, которое одинаково во всех частях проводника с одинаковым сечением. Но он не сумел установить количественную связь тепловых явлений с силой тока — неудача, которая произошла, главным образом, из-за того, что его внимание было приковано к повышению температуры, а не к количеству выделившегося тепла. Но это исследование случайно привело к важному открытию: при последовательном прохождении тока через два проводника, сделанные из различных металлов, в месте их стыка выделяется тепло, которое зависит от направления тока, т. к. при течении тока в одном

[1]*Ann. d. Phys.* XXVII (1886), с. 410.
[2]*Amer. Jour. Sci.* XXXVII (1889), с. 103.
[3]См. стр. 115.
[4]Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 79.
[5]*Annales de Chimie*, LVI (1834), с. 371.
[6]См. стр. 255.

направлении стык нагревается, а при течении тока в противоположном направлении стык охлаждается. Этот *эффект Пельтье*, как его назвали, весьма отличается от обыкновенного джоулева высвобождения тепла, когда количество энергии, освобожденное в тепловой форме, не зависит от изменения направления тока; джоулево тепло фактически пропорционально квадрату силы тока, а тепло Пельтье прямо пропорционально силе тока. Тепло Пельтье, которое поглощается из внешних источников, когда ток i протекает за единицу времени через стык из одного металла B в другой металл A, можно обозначить как

$$\Pi_B^A(T)i,$$

где T — абсолютная температура стыка. Функцию $\Pi_B^A(T)$ можно выразить как разность двух частей, одна из которых зависит только от металла A, а другая — только от металла B. Таким образом, можно записать

$$\Pi_B^A(T) = \Pi_A(T) - \Pi_B(T).$$

В 1851 году на основе открытий Зеебека[1] и Пельтье У. Томсон[2] создал общую теорию термоэлектрических явлений. Рассмотрим цепь, образованную двумя металлами A и B. Пусть температура одного стыка будет немного выше $(T + \delta T)$ температуры T другого стыка. Как показал Зеебек, в цепи возникнет термоэлектрический ток. Томсон увидел, что такую систему можно рассматривать как тепловую машину, которая поглощает определенное количество тепла на горячем стыке и превращает часть этого тепла в электрическую энергию, высвобождая оставшуюся часть в форме тепла, на холодном стыке. Если пренебречь джоулевым повышением температуры, процесс является обратимым и должен подчиняться второму закону термодинамики, то есть сумма поглощенных количеств тепла, каждое из которых поделено на абсолютную температуру, при которой оно поглощается, должна равняться нулю. Таким образом, мы имеем

$$\frac{\Pi_B^A(T + \delta T)}{T + \delta T} - \frac{\Pi_B^A(T)}{T} = 0;$$

[1]См. стр. 115.

[2]*Proc. R. S. Edin.*, III (1851), с. 91; *Phil. Mag.* III (1852), с. 529; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, I, с. 316. См. также *Trans. R. S. Edin.* XXI (1854), с. 123, перепечатано в *Papers*, I, с. 232; и *Phil. Trans.* CXLVI (1856), с. 649, перепечатано в *Papers*, II, с. 189.

так, эффект Пельтье $\Pi_B^A(T)$ должен быть прямо пропорционален абсолютной температуре T. Однако Томсон хорошо знал, что этому результату противоречат наблюдения Камминга, который показал, что при постепенном повышении температуры горячего стыка электродвижущая сила увеличивается до максимального значения, а затем уменьшается. Это противоречие привело Томсона к предсказанию существования до того времени неизвестного термоэлектрического явления — обратимого поглощения тепла в местах цепи, отличных от стыков. Допустим, что ток течет по проводу, который состоит из одного металла, но температура которого в разных точках различна. Томсон, показал, что в одних точках тепло высвобождается, а в других — поглощается, так что разности температур в одних точках провода увеличиваются, а в других — уменьшаются. Допустим, что тепло, поглощенное из внешних источников, при переходе единичного электрического заряда от абсолютной температуры T к температуре $(T + \delta T)$ в металле A обозначено как $S_A(T)\delta T$. Тогда термодинамическое уравнение принимает исправленную форму

$$\frac{\Pi_B^A(T+\delta T)}{T+\delta T} - \frac{\Pi_B^A(T)}{T} + \{S_B(T) - S_A(T)\}\frac{\delta T}{T} = 0.$$

Поскольку металлы A и B достаточно независимы, это дает

$$\frac{\Pi_A(T+\delta T)}{T+\delta T} - \frac{\Pi_A(T)}{T} - S_A(T)\frac{\delta T}{T} = 0$$

или

$$S_A(T) = T\frac{d}{dT}\left\{\frac{\Pi_A(T)}{T}\right\}.$$

Это уравнение связывает «удельную теплоемкость электричества» $S_A(T)$ Томсона с эффектом Пельтье.

В 1870 году П. Г. Тэт[1] экспериментально обнаружил, что удельная теплоемкость электричества в чистых металлах пропорциональна абсолютной температуре. Следовательно, мы можем записать $S_A(T) = \sigma_A T$, где σ_A обозначает постоянную характеристику металла A. Тогда термодинамическое уравнение становится

$$\frac{d}{dT}\left\{\frac{\Pi_A(T)}{T}\right\} = \sigma_A,$$

[1] *Proc. R. S. Edin.*, VII (1870), с. 308. См. также Despite Бателли *Atti della R. Acc. di Torino*, XXII (1886), с. 48, переведено в *Phil. Mag.* XXIV (1887), с. 295.

или

$$\Pi_A(T) = \pi_A T + \sigma_A T^2,$$

где π_A обозначает другую постоянную характеристику металла. Основная часть эффекта Пельтье возникает из слагаемого $\pi_A T$.

Благодаря исследованиям, которые были описаны в данной главе, теория электрических токов значительно продвинулась сразу в нескольких направлениях. Однако во всех этих исследованиях внимание было сосредоточено на проводнике, несущем ток, как на основе этого явления. В следующем периоде интерес был сосредоточен не столько на проводниках, переносящих заряды и токи, сколько на процессах, которые происходят в диэлектрической среде, их окружающей.

Глава 8
Максвелл

Со времен Декарта физики не переставали думать о том, как электрические и магнитные воздействия передаются через пространство. Примерно в середине девятнадцатого века это размышление приняло определенную форму и вылилось в рациональную теорию.

Среди тех, кто много размышлял об этом предмете, был Карл Фридрих Гаусс (1777–1855). В письме[1] Веберу, от 19 марта 1845 года, Гаусс заметил, что он уже давно решил дополнить известные силы, действующие между зарядами, другими силами, которые вызывают распространение электрических действий между зарядами с конечной скоростью. Но он определенно решил не публиковать свои исследования до тех пор, пока не изобретет механизм, с помощью которого можно будет понять, как осуществляется эта передача, однако в этом он не преуспел.

Не одну попытку осуществить стремление Гаусса сделал и его ученик Риман. В обрывочной записке[2], которая, видимо, была написана в 1853 году, но была опубликована только после его смерти, Риман предложил эфир, элементы которого наделялись способностью сопротивления сжатию, а также (как и элементы эфира МакКулага) сопротивлением к изменению ориентации. Он полагал, что первое свойство является причиной действий тяготения и электростатики, а второе — вызывает оптические и магнитные явления. Очевидно, что автор не развил вышеописанную теорию; но в коротком исследовании[3], которое было опубликовано после его смерти в 1867 году[4], он вернулся к вопросу о процессе, посредством которого распространяется электрическое действие в пространстве. В этом научном труде он предложил заменить уравнение электростатического потенциала Пуассона, а именно,

$$\nabla^2 V + 4\pi\rho = 0,$$

[1]Гаусс *Werke*, V, с. 629.

[2]Риман *Werke*, 2^e Aufl., с. 526.

[3]*Ann. d. Phys.* CXXXI (1867), с. 237; Риман *Werke*, 2^e Aufl., с. 288; *Phil. Mag.* XXXIV (1867), с. 368.

[4]Его представили Геттингенской академии наук, но впоследствии отозвали.

уравнением

$$\nabla^2 V - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + 4\pi\rho = 0,$$

согласно которому изменения потенциала, вызванные изменением электризации, распространяются наружу от зарядов со скоростью c. Пока это не противоречит мнению, которое считается правильным; но гипотеза Римана была слишком слабой, чтобы составить основу полной теории. Успех был достигнут только тогда, когда во внимание приняли свойства промежуточной среды.

В способности, которой Гаусс придавал такое огромное значение, изобретения динамических моделей и аналогий непонятных физических явлений, возможно, никто так и не превзошел У. Томсона[1]; и именно ему, а также Фарадею, мы обязаны зарождением теории электрической среды. В одной из своих ранних работ, которую он написал в возрасте семнадцати лет, еще будучи студентом первого курса Кембриджа[2], Томсон сравнил распространение электростатической силы в области, содержащей наэлектризованные проводники, с распространением потока теплоты в бесконечном твердом теле; эквипотенциальные поверхности в одном случае соответствуют изотермическим поверхностям в другом, а электрический заряд соответствует источнику тепла[3].

Может показаться, что ценность подобной аналогии состоит исключительно в предложенной ею перспективе сравнения, а следовательно, и расширения математических теорий тепла и электричества. Но для физика ее основной интерес заключается скорее в том, что формулы, которые связаны с электрическим полем и которые были

---

[1]Как станет ясно из этой главы, Максвелл тоже обладал такой способностью в весьма отличной степени. Она всегда культивировалась «кембриджской школой» физиков, которую основали Грин, Стокс и У. Томсон и в которой господствовало убеждение, что любое физическое действие основано на динамике. Смысл динамической модели состоит в том, что она будет обладать свойствами, отличными от тех, которые вызвали ее построение. Соответственно возникает вопрос: существуют ли эти свойства в природе.

[2]*Camb. Math. Jour.* III (1842), с. 71; перепечатано в работе Томсона *Papers on Electrostatics and Magnetism*, с. 1. Также *Camb. and Dub. Math. Jour.* I (1845), с. 75; перепечатано в *Papers*, с. 15.

[3]В отношении этого сравнения Томсона предвосхитил Шаль: *Journal de l'Ec. Polyt.* XV (1837), с. 266, который показал, что притяжение согласно закону Ньютона создает те же поля, что и постоянное проведение тепла, причем как первое, так и второе зависят от уравнения Лапласа $\nabla^2 V = 0$.

Вспомним, что Ом использовал аналогию между теплопроводностью и гальваническими явлениями.

выведены из законов действия на расстоянии, оказались идентичны формулам, связанным с теорией тепла, которые были выведены из гипотез о действии между соседними частицами. «Эта работа, — как сказал много лет спустя Максвелл, — впервые ввела в математическую науку идею об электрическом действии, переносимом посредством непрерывной среды, которую, несмотря на то, что о ней известил Фарадей, применивший ее как ведущую линию своих исследований, всегда недооценивали другие ученые, а математики вообще считали, что она не согласуется с законом электрического действия, как его установил Кулон и математически обосновал Пуассон».

В 1846 году — через год после того, как он получил звание второго студента, особо отличившегося по математике, в Кембридже, — Томсон исследовал[1] аналогии электрических явлений и упругости. С этой целью он изучил уравнения равновесия несжимаемого упругого твердого тела в состоянии натяжения; и показал, что распределение вектора, который представляет упругое смещение, можно сравнить с распределением электрической силы в электростатической системе. Однако, продолжал он, это не единственная возможная аналогия с уравнениями упругости, так как упругое смещение столь же успешно можно отождествить с вектором $\mathbf{a}$, определенным через магнитную индукцию $\mathbf{B}$ отношением

$$\operatorname{rot}\mathbf{a} = \mathbf{B}.$$

Вектор $\mathbf{a}$ эквивалентен векторному потенциалу, который использовали в своих научных трудах по индукции токов Нейман, Вебер и Кирхгоф; однако Томсон пришел к нему независимо через совершенно другой процесс и в то время даже не осознавал эту тождественность.

Казалось, что результаты научного труда Томсона предлагают картину распространения электрической или магнитной силы: может быть, оно происходит в чем-то также, как изменения в упругом смещении распространяются через упругое твердое тело? В то время автор не продолжил свои предположения; однако они вдохновили другого молодого студента Кембриджа, и через несколько лет он занялся этим вопросом. Джеймс Клерк Максвелл, который, в конце концов,

[1] *Camb. and Dub. Math. Jour.* II (1847), с. 61; Томсон *Math. and Phys. Papers,* I, с. 76.

решил эту задачу, родился в 1831 году. Он был сыном землевладельца в Киркудбрайтшире. Он получил образование в Эдинбурге, в Тринити колледж, Кембридж, членом которого он стал в 1855 году; а в 1855–6 гг., вскоре после того, как его выбрали в это общество, он сообщил Кембриджскому философскому обществу о первой из своих попыток[1] создать механическую концепцию электромагнитного поля.

Максвелл читал *Экспериментальные исследования* (*Experimental Researches*) Фарадея; и, будучи одаренным физическим воображением сродни воображению Фарадея, он получил очень сильное впечатление от теории силовых линий. В то же время он был силен в математике; и отличительная черта почти всех его исследований состояла в объединении способностей воображения с аналитическими способностями для получения результатов, отражающих двойственную природу. Этот первый научный труд можно рассматривать как попытку связать идеи Фарадея с математическими аналогиями, созданными Томсоном[2].

В первую очередь Максвелл рассмотрел иллюстрацию силовых линий Фарадея, которую предоставляют линии течения жидкости. Силовые линии представляют направление вектора; величина же этого вектора везде обратно пропорциональна поперечному сечению узкой трубки, образованной такими линиями. Такой связью между величиной и направлением обладает любой вихревой вектор, и, в частности, вектор, который представляет скорость в любой точке жидкости, если жидкость несжимаема. Следовательно, можно представить магнитную индукцию $\mathbf{B}$, которая является вектором, представленным магнитными силовыми линиями Фарадея, как скорость несжимаемой жидкости. Несколькими годами ранее на подобную аналогию указал сам Фарадей[3], который предположил, что вдоль магнитных силовых линий может существовать «динамическое состояние», аналогичное состоянию электрического тока, и что, фактически, «физические линии магнитной силы и есть токи».

Сравнение с линиями течения жидкости применимо как к магнитным, так и к электрическим силовым линиям. В этом случае скорости жидкости соответствует, в свободном эфире, вектор элек-

[1] *Trans. Camb. Phil. Soc.* X (1864), с. 27; Максвелл *Scientific Papers*, I, с. 155.

[2] На возникновение представлений об электричестве Клерка Максвелла проливает свет ряд писем, которые он написал Томсону и которые были опубликованы в *Proc. Camb. Phil. Soc.* XXXII (1936), с. 695.

[3] *Exp. Res.*, §3,269 (1852).

трической силы $\mathbf{E}$. Но когда в поле присутствуют различные диэлектрики, электрическая сила не является вихревым вектором, а значит, ее нельзя представить с помощью силовых линий Фарадея. В этом случае уравнение

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 0$$

фактически заменяется уравнением

$$\operatorname{div}(\varepsilon\mathbf{E}) = 0,$$

где ε обозначает диэлектрическую проницаемость или диэлектрическую постоянную в точке (x, y, z). Однако из этого уравнения очевидно, что вектор $\varepsilon\mathbf{E}$ является вихревым. Этот вектор, который мы обозначим за $\mathbf{D}$, относится к $\mathbf{E}$ так же, как магнитная индукция $\mathbf{B}$ относится к магнитной силе $\mathbf{H}$. Именно вектор $\mathbf{D}$ представлен электрическими силовыми линиями Фарадея, и именно этот вектор, по гидродинамической аналогии, соответствует скорости несжимаемой жидкости.

При сравнении движения жидкости с электрическими полями в жидкость необходимо ввести источники и стоки, которые соответствовали бы электрическим зарядам, так как вектор $\mathbf{D}$ не является вихревым в том месте, где находится свободный заряд. Следовательно, магнитная аналогия несколько упрощается.

Во второй половине своего научного труда Максвелл исследовал, каким образом «электротоническое состояние» Фарадея можно представить математическими символами. Эту задачу он решил, взяв из исследования Томсона 1847 года вектор $\mathbf{a}$, который на основе магнитной индукции определяется уравнением

$$\operatorname{rot}\mathbf{a} = \mathbf{B};$$

если мы, вслед за Максвеллом, назовем $\mathbf{a}$ *электротонической напряженностью*, то это уравнение будет эквивалентно утверждению о том, что «полная электротоническая напряженность на границе любой поверхности измеряет количество магнитных силовых линий, которые проходят через эту поверхность». Электродвижущая сила индукции в точке (x, y, z) равна $-\partial\mathbf{a}/\partial t$: как сказал Максвелл, «электродвижущая сила, действующая на любой элемент проводника, измеряется мгновенной скоростью изменения электротонической напряженности на этом элементе». Из этого очевидно, что $\mathbf{a}$ ничем не отличается от векторного потенциала, который использовали

Нейман, Вебер и Кирхгоф при вычислении индукционных токов. Мы можем принять[1] для электротонической напряженности, созданной током i', текущем в контуре $\mathbf{s}'$, значение, которое вытекает из теории Неймана, а именно:

$$\mathbf{a} = i' \int \frac{\mathbf{ds}'}{r}.$$

Однако можно заметить, что уравнение

$$\operatorname{rot} \mathbf{a} = \mathbf{B}$$

само по себе недостаточно для однозначного определения $\mathbf{a}$, поскольку мы можем выбрать $\mathbf{a}$ так, чтобы она удовлетворяла этому уравнению, а также уравнению

$$\operatorname{div} \mathbf{a} = \psi,$$

где ψ обозначает любой произвольный скаляр. Следовательно, существует бесконечно много возможных функций $\mathbf{a}$. Принимая частное значение $\mathbf{a}$, мы имеем

$$\operatorname{div} \mathbf{a} = \frac{\partial}{\partial x} i' \int\limits_{s'} \frac{dx'}{r} + \frac{\partial}{\partial y} i' \int\limits_{s'} \frac{dy'}{r} + \frac{\partial}{\partial z} i' \int\limits_{s'} \frac{dz'}{r} =$$
$$= -i' \int\limits_{s'} \left(dx' \cdot \frac{\partial}{\partial x'} + dy' \cdot \frac{\partial}{\partial y'} + dz' \cdot \frac{\partial}{\partial z'} \right) \left(\frac{1}{r} \right) =$$
$$= -i' \int\limits_{s'} d\left(\frac{1}{r} \right) = 0;$$

так что выбранный нами векторный потенциал $\mathbf{a}$ является вихревым.

В этом научном труде впервые стал очевиден физический смысл операторов rot и div[2]; так как, в дополнение к их вышеупомянутому применению, Максвелл показал, что связь силы $\mathbf{s}$ тока и магнитного поля $\mathbf{H}$, которое ток создает, можно представить уравнением

$$4\pi \mathbf{s} = \operatorname{rot} \mathbf{H};$$

[1]См. стр. 242.

[2]Однако эти операторы часто появлялись в работах Стокса, особенно в его научном труде 1849 года по *Динамической теории дифракции*.

это уравнение эквивалентно утверждению о том, что «полная напряженность магнитного поля на границе любой поверхности измеряет количество электрического тока, проходящего через эту поверхность».

В этом же году (1856), в котором было опубликовано исследование Максвелла, У. Томсон[1] выдвинул альтернативную интерпретацию магнетизма. Изучая вращение плоскости поляризации света под действием магнита, он пришел к выводу, что магнетизм имеет вращательный характер, и предположил, что результирующий угловой момент тепловых движений тела[2] можно принять как меру магнитного момента. «Объяснение, — писал он, — всех явлений электромагнитного притяжения или отталкивания, а также электромагнитной индукции следует искать просто в инерции или давлении материи, из которой движения создают тепло. Является ли эта материя электричеством или нет, является ли она непрерывной жидкостью, пронизывающей все пространство между молекулярными ядрами или она представляет собой группы молекул; а может быть, вся материя непрерывна, а молекулярная гетерогенность состоит из конечного вихревого или какого-то другого относительного движения соседних частей тела; решить невозможно, а размышлять об этом, наверное, бесполезно, учитывая современное состояние науки».

Две интерпретации магнетизма, в которых ему соответственно приписывают линейный и вихревой характер, часто появляются в последующей истории этого предмета. Первая получила развитие в 1858 году, когда Гельмгольц опубликовал свои исследования[3] по вихревому движению. Он показал, что, если магнитное поле, созданное электрическими токами, сравнить с потоком несжимаемой жидкости, так что скорость жидкости представляет магнитный вектор, то электрические токи соответствуют вихревым нитям в жидкости. Эта аналогия связывает многие теоремы гидродинамики и электричества; например, теорема о том, что вновь входящая вихревая нить эквивалентна равномерному распределению диполей по любой поверхности, которую она ограничивает, соответствует теореме Ампера об эквивалентности электрических токов и магнитных листков.

[1] *Proc. R. S.* VIII (1856), с. 150; XI (1861), с. 327, сноска; *Phil. Mag.* XIII (1857), с. 198; *Baltimore Lectures*, приложение F.

[2] Это было написано незадолго до того, как Клаузиус и Максвелл создали кинетическую теорию газов.

[3] *Jour. für Math.* LV (1858), с. 25; Гельмгольц *Wiss. Abh.* I, с. 101; перевод в *Phil. Mag.* XXXIII (1867), с. 485.

В своем научном труде 1855 года Максвелл не пытался создать механическую модель электродинамических действий, но выразил намерение сделать это. «Внимательно изучая, — писал он[1], — законы упругих твердых тел и движения вязких жидкостей, я надеюсь найти метод создания механической концепции этого электротонического состояния, который подошел бы для общего рассуждения», при этом в ссылке он говорит об усилиях, которые в этом направлении уже приложил Томсон. Однако прошло целых шесть лет, прежде чем вновь появились публикации по этому предмету. Тем временем, Максвелл стал (1856–60) профессором экспериментальной физики в Маришал Колледж (Marishal Coolege), Абердин[2] а затем (1860–5) в Кингс Колледж, Лондон[3]. Работая на кафедре в Лондоне, он мог лично общаться с Фарадеем, к которому он уже давно питал глубокое уважение. Правда в том, что в 1857 году он написал Форбсу, что «отнюдь не разделяет взгляды Фарадея», а в 1858 году он писал о Фарадее как о «ядре всего, что связано с электричеством, начиная с 1830 года». Фарадей уже завершил свои *экспериментальные исследования* и, уйдя на пенсию, жил в Хэмптон Корт; но его мысли часто возвращались к огромной задаче, которую он почти решил. Из его записной книжки видно, что в 1857 году[4] он размышлял о том, имеет ли скорость распространения магнитного действия тот же порядок, что и скорость света, и влияет ли на нее восприимчивость к индукции тел, через которые передается это действие.

---

[1]Максвелл *Scientific Papers*, I, с. 188.

[2]Причина того, почему он ушел с кафедры Тринити Колледж в Абердин, состояла в том, что в шотландских университетах можно было получить длинные летние каникулы, которые давали ему возможность провести полгода в Гленлэре.

Один из его студентов в Абердине, Дэвид Гилл, который впоследствии стал астрономом ее величества на мысе Доброй Надежды, через много лет написал: «В те дни профессор был немногим лучше школьного учителя, а Максвелл не был хорошим учителем; только четверо или пятеро из нас, а нас было семьдесят или восемьдесят, многому научились у него. Мы обычно оставались у него на пару часов после лекций, пока не приходила его ужасная жена и не тащила его на скудный обед в три часа дня. Сам по себе он был самым приятным и милым существом — он часто засыпал и внезапно просыпался — потом говорил о том, что пришло ему в голову. Большую часть этого мы не могли понять в то время, какую-то часть мы вспомнили и поняли потом».

Существует полное основание утверждать, что «ужасная жена» хотела, чтобы Максвелл жил как деревенский джентльмен — охотился, рыбачил, — и что она грубо обходилась с его друзьями-учеными.

[3]В 1860 году объединились два колледжа в Абердине, и Максвелл потерял свою кафедру в Маришал Колледж.

[4]Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 379.

Ответ на этот вопрос был дан в 1861–2 гг., когда Максвелл выполнил свое обещание создать механическую концепцию электромагнитного поля[1].

С того времени, когда был опубликован предыдущий научный труд Максвелла, аргументы Томсона убедили его в том, что магнетизм имеет вихревую природу. «Перенесение электролитов в постоянных направлениях под действием электрического тока, вращение поляризованного света в постоянных направлениях под действием магнитной силы, — писал он, — это факты, изучив которые, я стал рассматривать магнетизм как явление вращательного характера, а токи — как явления поступательного характера». Такое понимание магнетизма он связал с идеей Фарадея о том, что силовые трубки стремятся сжиматься в продольном направлении и расширяться в поперечном. Такую тенденцию можно приписать центробежной силе, если принять, что каждая силовая трубка содержит жидкость, которая вращается вокруг оси этой трубки. Соответственно Максвелл предположил, что в любом магнитном поле среда вращается вокруг магнитных силовых линий, причем каждую единичную силовую трубку можно представить на данный момент как изолированный вихрь.

Энергия движения, отнесенная к единице объема, пропорциональна $\mu\mathbf{H}^2$, где μ — обозначает плотность среды, а $\mathbf{H}$ — линейную скорость на окружности каждого вихря. Но, как мы видели[2], Томсон уже показал, что энергия любого магнитного поля, создано оно магнитами или электрическими токами, равна

$$\frac{1}{8\pi}\iiint \mu\mathbf{H}^2\,dx\,dy\,dz,$$

где интеграл берется по всему пространству, μ обозначает магнитную проницаемость, а $\mathbf{H}$ — магнитную силу. Следовательно, вполне естественно было отождествить плотность среды в любой точке с магнитной проницаемостью, а окружную скорость вихрей — с магнитной силой.

Но теперь появляется возражение предложенной аналогии. Поскольку два соседних вихря вращаются в одном и том же направлении, частицы на окружности одного вихря должны двигаться в

[1] *Phil. Mag.* XXI (1861), стр. 161, 281, 338; XXIII (1862), стр. 12, 85; Максвелл *Scientific Papers*, I, с. 451.

[2] См. стр. 266.

направлении, противоположном направлению движения смежных с ними частиц на окружности расположенного рядом вихря. Следовательно, кажется, что движение должно быть прерывистым. Максвелл избежал этой сложности, имитируя хорошо известное механическое устройство. Когда необходимо, чтобы два колеса вращались в одном и том же направлении, между ними вставляют «паразитное» колесо, так чтобы оно находилось в зацеплении с обоими колесами. Модель электромагнитного поля, к которой Максвелла привело введение этого устройства, очень сильно напоминает модель, предложенную в 1736 году Бернулли[1]. Он предположил, что между соседними вихрями находятся слои частиц, которые ведут себя как паразитные колеса, и катятся по вихрям без скольжения, так что каждый вихрь стремится заставить соседние вихри вращаться в том же направлении, в каком вращается он сам. Предполагалось, что частицы больше никак не связаны, так что скорость центра любой частицы будет средним значением окружных скоростей вихрей, между которыми она находится. Это условие дает (в подходящих единицах) аналитическое уравнение

$$4\pi\mathbf{s} = \operatorname{rot}\mathbf{H},$$

где вектор $\mathbf{s}$ обозначает поток частиц, так что его составляющая по x, s_x обозначает количество частиц, переданное за единицу времени через единицу площади, перпендикулярно направлению x. Если сравнить это уравнение с уравнением, которое представляет открытие Эрстеда, можно увидеть, что поток $\mathbf{s}$ движущихся частиц, помещенных между соседними вихрями, аналогичен электрическому току.

Заметим, что в модели Максвелла отношение между электрическим током и магнитной силой обеспечивается связью, которая носит не динамический, а чисто кинематический характер. Вышеуказанное уравнение просто выражает существование определенных неголономных связей в пределах системы.

Если по какой-то причине изменится скорость вращения некоторых ячеистых вихрей, возмущение будет распространяться от этой части модели ко всем другим частям под взаимным действием частиц и вихрей. Это действие определяется, как показал Максвелл, отношением

$$\mu\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} = -\operatorname{rot}\mathbf{E},$$

которое связывает $\mathbf{E}$, силу, приложенную к единичному количеству частиц в любом месте вследствие тангенциального действия вихрей,

[1]См. стр. 122.

с $\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$, скоростью изменения скорости соседних вихрей. Заметим, что уравнение имеет не кинематический, а динамический характер. Если сравнить его с уравнениями электромагнетизма

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{a} = \mu \mathbf{H}, \\ \text{Индуцированная электродвижущая сила} = -\dfrac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}, \end{cases}$$

можно увидеть, что $\mathbf{E}$ в электромагнетизме следует интерпретировать как индуцированную электродвижущую силу. Таким образом, движение частиц составляет электрический ток, тангеницальная сила, с которой на них давит материя ячеек вихря, составляет электродвижущую силу, а давление частиц друг на друга можно сравнить с напряжением или потенциалом в электричестве.

Далее механизм следует расширить, чтобы учесть электростатические явления. С этой целью Максвелл принял, что частицы, при смещении из положения равновесия в любом направлении, прикладывают тангенциальное действие к упругому веществу ячеек, и что это вызывает деформацию ячеек, которая, в свою очередь, пускает в ход силу, вызванную их упругостью; эта сила равна силе, которая вытесняет частицы из положения равновесия, и направлена противоположно. При устранении возмущающей силы ячейки восстанавливают свою форму, и электричество возвращается в начальное положение. Считается, что состояние среды, в которой электрические частицы смещены в определенном направлении, представляет электростатическое поле. Такое смещение само по себе ток не составляет, потому что, достигнув определенного значения, оно остается постоянным; но изменения смещения следует считать токами, в положительном или отрицательном направлении, в зависимости от того, увеличивается или уменьшается смещение.

Понятие об электростатическом состоянии как о смещении чего-то из положения равновесия не было абсолютно новым, хотя в такой форме его ранее не представляли. Томсон, как мы видели, сравнил электрическую силу со смещением в упругом твердом теле; а Фарадей, который уподобил частицы весомого диэлектрика небольшим проводникам, вкрапленным в изолирующую среду[1], предположил, что когда диэлектрик подвергается действию электростатического поля, на каждом из небольших проводников происходит

---

[1]См. стр. 226.

смещение электрического заряда. Движение этих зарядов при изменении поля эквивалентно электрическому току; и именно из этого прецедента Максвелл вывел принцип, который в его теории приобрел кардинальную важность, о том, что изменения смещения следует считать токами. Но, принимая эту идею, он полностью преобразовал ее, поскольку понятие Фарадея о смещении было применимо только к весомым диэлектрикам и введено фактически только для объяснения того, почему диэлектрическая проницаемость таких диэлектриков отличается от диэлектрической проницаемости свободного эфира; тогда как, согласно Максвеллу, смещение существует везде, где существует электрическая сила, независимо от того, есть ли там материальные тела.

Разницу между концепциями Фарадея и Максвелла в этом отношении можно проиллюстрировать с помощью аналогии, взятой из теории магнетизма. При помещении куска железа в магнитное поле, в нем возникает магнитное распределение, скажем, напряженности $\mathbf{I}$; это индуцированное намагничивание существует только в железе, а в находящемся снаружи свободном эфире оно равно нулю. Вектор $\mathbf{I}$ можно сравнить с поляризацией или смещением, которое, согласно Фарадею, электрическое поле создает в диэлектриках; тогда электрический ток, состоящий из изменения этой поляризации, аналогичен $\partial\mathbf{I}/\partial t$. Однако понятие, которое Максвелл назвал электрическим смещением в диэлектрике, аналогично не $\mathbf{I}$, а магнитной индукции $\mathbf{B}$; максвелловский ток смещения соответствует $\partial\mathbf{B}/\partial t$, а следовательно, может иметь значение отличное от нуля даже в свободном эфире.

Между делом можно заметить, что термин *смещение*, который был введен таким образом и который сохранился в последующем развитии теории, вероятно, не слишком удачен. То, что в первых моделях эфира представляли как действительное смещение, в более поздних исследованиях понимали скорее как изменение структуры, а не положения в элементах эфира.

Модель Максвелла настолько важна, что стóит резюмировать ее принципы в той форме, в которой он описал их в письме к У. Томсону от 10 декабря 1861 года.

«Я полагаю, что «магнитная среда» разделена на маленькие порции или ячейки, причем барьеры или стенки ячеек состоят из отдельного слоя сферических частиц, которые и являются «электричеством». Я считаю, что субстанция ячеек является в высшей сте-

пени упругой, как по отношению к сжатию, так и по отношению к деформации, и я полагаю, что связь между ячейками и частицами в стенках ячейки такова, что между ними происходит идеальное качение без скольжения и что они оказывают тангенциальное действие друг на друга.

Затем я нахожу, что если ячейки начинают вращаться, то среда вызывает напряжение, эквивалентное гидростатическому давлению, вместе с продольным натяжением вдоль линий осей вращения.

Если взять две подобные системы, первая — система магнитов, электрических токов и тел, способных к магнитной индукции, а вторая состоит из ячеек и стенок этих ячеек, причем плотность ячеек везде пропорциональна способности к магнитной индукции в соответствующей точке другой системы, а величина и направление ячеек пропорциональны магнитной силе, то

1. Все механические магнитные силы одной системы будут пропорциональны силам другой системы, вызванным центробежной силой.

2. Все электрические токи в одной системе будут пропорциональны токам частиц, образующих стенки ячеек в другой системе.

3. Все электродвижущие силы в одной системе, независимо от того, возникли они из-за изменения положения магнитов или токов или из-за движения проводников, будут пропорциональны силам, возмущающим частицы стенок ячеек, возникающим из-за тангенциального действия вращающихся ячеек при увеличении или уменьшении их скорости.

4. Если в непроводящем теле общее давление частиц стенок ячеек (которое соответствует электрическому напряжению) уменьшается в данном направлении, то общее давление частиц будет побуждать их к движению в данном направлении, но их будет сдерживать связь с субстанцией ячеек. Следовательно, они будут создавать натяжение в ячейках до тех пор, пока вызванная упругость не уравновесит стремление частиц к движению. Таким образом, возникнет смещение частиц, пропорциональное электродвижущей силе, и по устранении этой силы, частицы вернутся на свое место».

Максвелл предположил, что электродвижущая сила, действующая на электрические частицы, связана с сопутствующим ей смещением $\mathbf{D}$, уравнением вида

$$\mathbf{D} = \frac{1}{4\pi c_1^2}\mathbf{E},$$

где c_1 обозначает постоянную, которая зависит от упругих свойств ячеек. Теперь в уравнение, связывающее ток с магнитной силой, можно вставить ток смещения $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$. Таким образом, получаем уравнение

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{S},$$

где вектор $\mathbf{S}$, который называют *полным током*, является суммой конвекционного тока $\mathbf{s}$ и тока смещения $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$. Если к обоим частям уравнения применить операцию div, то можно увидеть, что полный ток является вихревым вектором. В модели полный ток представлен полным движением катящихся частиц, что обусловлено таким вращением вихрей, которое налагает кинематическую связь

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = 0.$$

Получив уравнения движения системы вихрей и частиц, Максвелл перешел к определению скорости распространения в ней возмущений. В частности, он рассмотрел случай, когда представленным веществом является диэлектрик, так что ток проводимости равен нулю. Более того, если взять постоянную μ равной единице,то уравнения можно записать как

$$\begin{cases} \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \\ c_1^2 \operatorname{rot} \mathbf{H} = \dfrac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ -\operatorname{rot} \mathbf{E} = \dfrac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \end{cases}$$

Исключая $\mathbf{E}$, видим[1], что $\mathbf{H}$ удовлетворяет уравнениям

$$\begin{cases} \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \\ \dfrac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = c_1^2 \nabla^2 \mathbf{H}. \end{cases}$$

Но эти уравнения в точности соответствуют уравнениям, которым вектор света удовлетворяет в среде, где скорость распространения равна c_1: следовательно, возмущения распространяются в модели

[1]Поскольку, если за $\mathbf{a}$ обозначить любой вектор, то получится

$$\nabla^2 \mathbf{a} + \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{a} + \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{a} = 0.$$

волнами, похожими на световые волны, причем магнитный (а также электрический) вектор находится в волновом фронте. Для линейно поляризованной волны, которая распространяется параллельно оси z, уравнения сводятся к

$$-c_1^2\frac{\partial H_y}{\partial z}=\frac{\partial E_x}{\partial t},\qquad c_1^2\frac{\partial H_x}{\partial z}=\frac{\partial E_y}{\partial t},$$
$$\frac{\partial E_y}{\partial z}=\frac{\partial H_x}{\partial t},\qquad -\frac{\partial E_x}{\partial z}=\frac{\partial H_y}{\partial t},$$

откуда мы имеем

$$c_1H_y=E_x,\quad -c_1H_x=E_y;$$

эти уравнения показывают, что электрический и магнитный векторы перпендикулярны друг другу.

Теперь возникает вопрос о величине постоянной c_1.[1] Ее можно определить, сравнивая различные выражения для энергии электростатического поля. Работа, выполненная электродвижущей силой $\mathbf{E}$ при создании смещения $\mathbf{D}$, равна

$$\int\limits_0^{\mathbf{D}}\mathbf{E}\cdot d\mathbf{D}\quad\text{или}\quad\frac{1}{2}\mathbf{ED}$$

на единицу объема, так как $\mathbf{E}$ пропорциональна $\mathbf{D}$. Но, если принять, что энергия электростатического поля постоянно находится в диэлектрике, то количество энергии на единицу объема можно вычислить, рассматривая механическую силу, которая необходима для увеличения расстояния между пластинами конденсатора, чтобы увеличить поле, заключенное между ними. В результате энергия, отнесенная к единице объема диэлектрика, равна $\varepsilon(\mathbf{E}')^2/8\pi$, где ε обозначает диэлектрическую проницаемость диэлектрика, а $\mathbf{E}'$ — электрическую силу, измеренную в электростатических единицах. Если $\mathbf{E}$ — это электрическая сила, выраженная в электродинамических единицах, использованных в данном исследовании, то мы имеем $\mathbf{E}=c\mathbf{E}'$, где c обозначает постоянную, которая[2] появляется

[1]О критике процедуры, которую использовал Максвелл для определения скорости распространения возмущения см. П. Дюгем *Les Theories Electriques de J. Clerk Maxwell*, Париж, 1902 г.

[2]См. стр. 244, 278.

в преобразованиях такого рода. Следовательно, энергия на единицу объема равна $\varepsilon \mathbf{E}^2/8\pi c^2$. Сравнивая это выражение с выражением для энергии через $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$, имеем

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}/4\pi c^2,$$

следовательно, постоянная c_1 имеет значение $c\varepsilon^{-1/2}$. Таким образом, результат заключается в том, что скорость распространения возмущений в среде Максвелла равна $c\varepsilon^{-1/2}$, где ε обозначает диэлектрическую проницаемость, а c — скорость, для которой Кольрауш и Вебер нашли[1] значение $3{,}1 \times 10^{10}$ см/с.

К этому времени скорость света была известна не только из астрономических наблюдений аберрации и спутников Юпитера, но и из непосредственных опытов, проведенных на Земле. В 1849 году Ипполит Луи Физо[2] определил скорость света, вращая зубчатое колесо так быстро, что луч света, пропущенный через впадину между двумя зубьями и отраженный от зеркала, на обратном пути заслонялся одним из зубьев. Скорость света вычислили из размеров, угловой скорости зубчатого колеса и расстояния до зеркала; полученный результат был $3,15 \times 10^{10}$ см/с[3].

Максвелл, как и ранее Кирхгоф, был весьма впечатлен близким согласием электрического отношения c и скорости света[4]; и проде-

[1]См. стр. 278.

[2]*Comptes Rendus*, XXIX (1849), с. 90. Определение, сделанное Корню, было основано на этом принципе.

[3]Другой экспериментальный метод применил в 1862 году Леон Фуко (*Comptes Rendus*, LV, стр. 501, 792). В этом методе луч из точки O отражали с помощью вращающегося зеркала M на неподвижное зеркало, которое снова отражало этот луч на зеркало M и снова к O. Очевидно, что возвращающийся луч MO должен отклоняться на двойной угол, на который поворачивается M, когда свет проходит от M к неподвижному зеркалу и обратно. Таким образом, Фуко получил для скорости света значение $2,98 \times 10^{10}$ см/с. Последующие определения Майкельсона в 1879 году (*Ast. Papers of the Amer. Ephemeris*, I) и Ньюкома в 1882 году (ibid. II) зависели от этого же принципа.

Как впоследствии показали лорд Рэлей (*Nature*, XXIV, с. 382; XXV, с. 52) и Гиббс (*Nature*, XXXIII, с. 582), значение скорости света, полученное с помощью методов Физо и Фуко, представляет не *волновую скорость*, а *групповую скорость* распространения волны; затмения спутников Юпитера тоже дают групповую скорость. Эту же скорость дает значение, полученное из коэффициента аберрации. См. Эренфест *Ann. d. Phys.* XXXIII (1910), стр. 1, 571 и Рэлей *Phil. Mag.* XXII (1911), с. 130. В недисперсной среде групповая скорость совпадает с волновой.

Скорость света в дисперсной среде исследовал в 1883–4 гг. Майкельсон, получив результаты, согласованные с теорией.

[4]Он «разработал формулы в деревне, не видев результата, полученного Вебером». См. Кэмпбелл и Гарнет *Life of Maxwell*, с. 244.

монстрировав, что распространение электрического возмущения напоминает распространение света, он без колебаний заявил об идентичности этих явлений. «Вряд ли можно избежать вывода, — сказал он, — о том, что свет состоит из поперечного волнового движения той же среды, которая вызывает электрические и магнитные явления». Тем самым был получен ответ на вопрос, который Пристли задал почти сто лет назад[1]: «А есть ли вообще какая-либо *sui generis* электрическая жидкость, отличная от эфира?»

Присутствие диэлектрической постоянной ε в выражении $c\varepsilon^{-1/2}$ которое Максвелл получил для скорости распространения электромагнитных возмущений, навело на мысль об еще одной проверке идентичности этих возмущений со светом: поскольку известно, что скорость света в среде обратно пропорциональна показателю преломления среды, значит, согласно теории, показатель преломления должен быть пропорционален квадратному корню из диэлектрической проницаемости. Однако в то время Максвелл не стал проверять, подтверждается ли это отношение на опыте.

Во всех предшествующих вычислениях считалось, что магнитная проницаемость μ имеет единичное значение. Если принять, что это не так, то с помощью этого же анализа можно показать, что скорость распространения возмущения равна $c\varepsilon^{-1/2}\mu^{-1/2}$; так что она уменьшается, когда μ больше единицы, т. е. в парамагнитных телах. Этот вывод предвидел Фарадей: «Невероятно, — писал он[2], — чтобы парамагнитное вещество, кислород, могло существовать в воздухе, не замедляя передачу магнетизма».

Столь оригинальная и обширная теория, какой была теория Максвелла, неизбежно должна была содержать концепции, которые с трудом понимали и с неохотой принимали его современники. Из них самым сложным и неприемлемым был принцип о том, что полный ток — это всегда вихревой вектор; или, как это звучит в общем выражении, «все токи замкнуты». Согласно старым представлениям об электричестве, ток, задействованный при зарядке конденсатора, не замкнут, но заканчивается на обкладках конденсатора, где накапливаются заряды. С другой стороны, Максвелл учил, что диэлектрик, расположенный между обкладками, является средоточием процесса — *тока смещения* — пропорционального скорости увели-

[1]Пристли *History*, с. 488.

[2]Лабораторная записная книжка Фарадея за 1857 год; см. Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 380.

чения электрической силы в диэлектрике, и что этот процесс создает те же магнитные явления, что и настоящий ток, и образует, так сказать, продолжение через диэлектрик зарядного тока, так что можно считать, что последний протекает в замкнутом контуре[1].

Другой характеристической чертой теории Максвелла является концепция (которой, как мы видели, он обязан, главным образом, Фарадею и Томсону) о том, что магнитная энергия — это кинетическая энергия среды, занимающей все пространство, а электрическая энергия — это энергия натяжения этой же самой среды. Эта концепция привела электромагнитную теории в такую близкую параллель с теориями эфира как упругого твердого тела, что она должна была вылиться в электромагнитную теорию света.

В более развернутой форме взгляды Максвелла были представлены в научном труде, названном «Динамическая теория электромагнитного поля» («A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field»), который был зачитан Королевскому обществу в 1864 году[2]; в этом труде была показана конструкция его системы, но уже без лесов, с помощью которых она была воздвигнута.

Поскольку использованные уравнения большей частью не отличались от тех, которые выдвигались в предыдущем исследовании, их краткого обобщения будет вполне достаточно. Мы измерим все электрические скаляры и векторы в электростатической системе единиц, а затем измерим все магнитные скаляры и векторы в электромагнитной системе единиц[3]. Так как магнитная индукция $\mu\mathbf{H}$ является вихревым вектором, ее можно выразить с помощью векторного потенциала $\mathbf{A}$ уравнением

$$\mu\mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{A}.$$

Электрическое смещение $\mathbf{D}$ связано с объемной плотностью ρ свободного электрического заряда электростатическим уравнением

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 4\pi\rho.$$

[1]Существование тока смещения в пространстве, свободном от материи или электрического заряда, казалось современникам Максвелла весьма сомнительным, и его постулирование стало тем камнем преткновения, который препятствовал принятию его теории. В двадцатом веке поняли, что слагаемое, представляющее ток смещения, необходимо, чтобы уравнения электромагнитного поля были релятивистски инвариантными, так что новшество Максвелла действительно было релятивной поправкой.

[2]*Phil. Trans.*, CLV (1865), с. 459; Максвелл *Scient. Papers*, I, с. 526.

[3]См. стр. 244.

Принцип сохранения энергии дает уравнение

$$\operatorname{div}\mathbf{s} = -\partial\rho/\partial t,$$

где $\mathbf{s}$ обозначает ток проводимости.

Закон индукции токов — а именно, что полная электродвижущая сила в любом контуре пропорциональна скорости уменьшения количества линий магнитной индукции, которые проходят через контур — можно записать как

$$-\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{1}{c}\mu\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t};$$

откуда следует, что электрическая сила $\mathbf{E}$ должна выражаться в виде

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} + \operatorname{grad}\psi,$$

где ψ обозначает некую скалярную функцию. Величины $\mathbf{A}$ и ψ, которые получаются в этом уравнении, еще не полностью определены, поскольку уравнение, которое определяет $\mathbf{A}$ на основе магнитной индукции, точно задает только вихревую часть $\mathbf{A}$, и поскольку невихревая часть $\mathbf{A}$ таким образом остается неопределенной, очевидно, что ψ также должна быть неопределенной. Максвелл разрешил этот вопрос[1], принимая, что $\mathbf{A}$ — это вихревой вектор. Таким образом,

$$\operatorname{div}\mathbf{A} = 0,$$

и следовательно,

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = -\nabla^2\psi,$$

из чего явствует, что ψ представляет электростатический потенциал.

Теперь следует ввести принцип, принадлежащий исключительно теории Максвелла. Токи проводимости — это не единственный род токов. Даже в более старых теориях Фарадея, Томсона и Моссоти существовало допущение о том, что электрические заряды приводятся в движение в частицах диэлектрика, когда диэлектрик подвергается действию электростатического поля; и предшественники Максвелла принимали, что эти заряды движутся в том же направлении, что

[1]Это эффект введения (F', G', H') в §98 данного научного труда; см. также Максвелл *Treatise on Electricity and Magnetism*, §616.

и ток. Допустим тогда, что $\mathbf{S}$ обозначает полный ток, который может создать магнитное поле; поскольку интеграл магнитной силы по любой кривой пропорционален электрическому току, который течет через промежуток, ограниченный этой кривой, то мы имеем в уже определенных единицах

$$c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{S}.$$

Для определения $\mathbf{S}$ можно рассмотреть случай с конденсатором, на обкладки которого электричество подается током проводимости s на единичную площадь обкладки. Если за $\pm\sigma$ обозначить поверхностную плотность электрического заряда на обкладках, мы имеем

$$s = \partial\sigma/\partial t, \qquad D = 4\pi\sigma,$$

где D обозначает величину электрического смещения $\mathbf{D}$ в диэлектрике между обкладками; тогда $4\pi s = \dfrac{\partial D}{\partial t}$. Но поскольку полный ток должен быть вихревым, его величина в диэлектрике должна быть равна величине $\mathbf{s}$, которую он имеет во всем остальном контуре; то есть ток в диэлектрике имеет значение $\dfrac{1}{4\pi}\dfrac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$. Мы примем, что ток в диэлектриках всегда имеет такое значение, так что в общих уравнениях полный ток следует понимать как $\mathbf{s} + \dfrac{1}{4\pi}\dfrac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$.

Вышеприведенные уравнения вместе с уравнениями, которые выражают пропорциональность $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$ в изоляторах и $\mathbf{E}$ и $\mathbf{s}$ в проводниках ($\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$, где ε обозначает диэлектрическую проницаемость, и $\mathbf{s} = \kappa\mathbf{E}$, где κ обозначает омическую проводимость) составляют систему Максвелла для поля, образованного неподвижными изотропными телами. Когда магнитное поле создают исключительно токи (включая как токи проводимости, так и токи смещения), так что намагничивание отсутствует, мы имеем

$$\nabla^2\mathbf{A} = -\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{A} = -\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = -\frac{4\pi\mathbf{S}}{c},$$

так что векторный потенциал связан с полным током уравнением той же формы, что и уравнение, которое связывает скалярный потенциал с плотностью электрического заряда. Максвелл был склонен приписывать этим потенциалам физический смысл. Он полагал, что ψ аналогичен давлению, которое существует в массе частиц в его модели, а $\mathbf{A}$ — это мера электротонического состояния. Однако обе

эти функции представляют чисто аналитический интерес и не соответствуют физическим категориям. Например, пусть два противоположно заряженных проводника, расположенные недалеко друг от друга, создают во всем пространстве электростатическое поле. В таком поле векторный потенциал **A** везде равен нулю, а скалярный потенциал ψ в каждой точке имеет определенное значение. Теперь пусть эти проводники разрядят друг друга. Электростатическая сила в любой точке пространства будет оставаться неизменной, пока волна возмущения, которая распространяется наружу от проводников со скоростью света и, проходя через поле, аннигилирует его, не достигнет рассматриваемой точки. Однако этот порядок событий не отражен в поведении функций ψ и **A** Максвелла; поскольку в момент разряда ψ аннигилируется везде, а **A** внезапно приобретает конечное значение во всем пространстве.

Поскольку потенциалы не имеют физического смысла, желательно исключить их из уравнений. Впоследствии это сделал сам Максвелл, который[1] в 1868 году предложил основать электромагнитную теории света исключительно на уравнениях

$$c \operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{S}, \quad -c \operatorname{rot} \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

и на уравнениях, которые определяют **S** через **E** и **B** через **H**.

Проследив действие, которое оказывает окружающая среда как на магнитные, так и на электрические притяжения и отталкивания, и показав, что они обратно пропорциональны квадрату расстояния, Максвелл задался вопросом[2]: можно ли приписать действию окружающей среды притяжение тяготения, которое подчиняется тому же самому закону расстояния?

Тяготение отличается от магнетизма и электричества тем, что все задействованные тела являются телами одного рода и не имеют противоположного знака, как магнитные полюса или наэлектризованные тела, и что сила между этими телами является силой притяжения, а не отталкивания, как это бывает в случае с электрическими и магнитными телами. Тогда, если рассматривать потенциальную энергию тяготения как находящуюся в среде, то энергия на кубическую ячейку в любом месте должна равняться

$$\alpha - \beta R^2,$$

[1] *Phil. Trans.*, CLVIII (1868), с. 643; Максвелл *Scientific Papers*, II, с. 125.

[2] В §82 научного труда 1864 года.

где α и β — положительные постоянные, а R — сила тяготения на грамм в данном месте. Если принять (как во времена Максвелла принимали все), что энергия, по существу, положительна, то постоянная α должна иметь значение, превышающее значение βR^2, где R — максимальное значение силы тяготения в любом месте во Вселенной. Следовательно, в любом месте, где сила тяготения отсутствует, внутренняя энергия среды должна иметь чрезвычайно большое значение. «Поскольку я не могу понять, каким образом среда может обладать такими свойствами, — сказал Максвелл, — я не могу двигаться дальше в этом направлении в поисках причины тяготения».

Научный труд 1864 года содержал распространение уравнений на случай с телами, которые находятся в движении, рассмотрение которого естественным образом возрождает вопрос о том, увлекается ли хоть какая-то часть эфира телом, которое движется через него. Максвелл не сформулировал хоть сколь-нибудь ясную идею относительно этого предмета. Но для него было обычным делом рассматривать материю как простую модификацию эфира, которая отличается только измененными значениями таких постоянных как магнитная и диэлектрическая проницаемость; так что можно сказать, что его теория включает допущение о том, что материя и эфир движутся вместе. При выводе уравнений, применимых к движущимся телам, он использовал принцип Фарадея о том, что электродвижущая сила, индуцированная в теле, зависит только от относительного движения тела и магнитных силовых линий, независимо от того, находится ли первое или второе в абсолютном движении. Из этого принципа можно вывести, что уравнением, определяющим электрическую силу[1] через потенциалы, в случае с телом, которое движется со скоростью $\mathbf{w}$, является

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c}[\mathbf{w}\cdot\mu\mathbf{H}] - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \operatorname{grad}\psi.$$

Максвелл думал, что скалярная величина ψ в этом уравнении представляет электростатический потенциал; однако исследования других ученых[2] показали, что эта величина представляет сумму электростатического потенциала и величины $(1/c)(\mathbf{A}\cdot\mathbf{w})$.

[1] Здесь можно заметить, что более поздние авторы проводили различие между электрической силой в движущемся теле и электрической силой в эфире, через который это тело движется, и что $\mathbf{E}$ в данном уравнении соответствует первому из этих векторов.

[2] Гельмгольц *Jour. für Math.* LXXVIII (1874), с. 309; Г. В. Уотсон *Phil. Mag.* (5), XXV (1888), с. 271.

Более того, в этом научном труде электромагнитная теория света была расширена с целью объяснения оптических свойств кристаллов. Для этого Максвелл принял, что в кристаллах значения коэффициентов электрической и магнитной индукции зависят от направления, так что уравнение

$$\mu\mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{A}$$

заменяется уравнением

$$(\mu_1 H_x, \mu_2 H_y, \mu_3 H_z) = \operatorname{rot}\mathbf{A};$$

а уравнение

$$\mathbf{E} = \mathbf{D}/\varepsilon$$

точно так же заменяется уравнением

$$\mathbf{E} = (c_1^2 D_x, c_2^2 D_y, c_3^2 D_z).$$

Остальные уравнения такие же, как и в изотропной среде; так что несложно увидеть, что распространение возмущения зависит от уравнения

$$\left(\mu_1\frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2},\ \mu_2\frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2},\ \mu_3\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}\right) = \\ = -c^2\operatorname{rot}\{c_1^2(\operatorname{rot}\mathbf{H})_x, c_2^2(\operatorname{rot}\mathbf{H})_y, c_3^2(\operatorname{rot}\mathbf{H})_z\}.$$

Теперь, если допустить, что μ_1, μ_2, μ_3 равны, это уравнение совпадает с уравнением движения эфира МакКулага в кристаллической среде[1]; причем магнитная сила $\mathbf{H}$ соответствует упругому смещению МакКулага. Значит, мы сразу же можем сделать вывод о том, что электромагнитные уравнения Максвелла дают удовлетворительную теорию распространения света в кристаллах при условии, что магнитная проницаемость (для оптических целей) одинакова во всех направлениях, а плоскость поляризации отождествляется с плоскостью, содержащей магнитный вектор. Легко показать, что луч направлен перпендикулярно магнитному вектору и электрической силе и что волновой фронт — это плоскость магнитного вектора и электрического смещения[2].

[1]См. стр. 177 и далее.

[2]В научном труде 1864 года Максвелл оставил открытым вопрос выбора вышеописанной теории или теории, которая получается при допущении о том, что в кристаллах диэлектрическая проницаемость (для оптических целей) одинакова во всех направлениях, а магнитная проницаемость является анизотропной. В последнем случае плоскость поляризации следует отождествлять с плоскостью, содержащей электрическое смещение. Через девять лет в своей работе *Treatise* (§794) Максвелл определенно принял первую теорию.

После этого Максвелл приступил к исследованию распространения света в металлах. Разница между металлами и диэлектриками, в отношении электричества, состоит в том, что первые являются проводниками; а потому, естественно было искать причину оптических свойств металлов в их омической проводимости, что тут же навело на мысль о физической причине непрозрачности металлов: в металле энергия световых колебаний превращается в джоулево тепло точно так же, как энергия обыкновенных электрических токов.

Уравнения электромагнитного поля в металле можно записать как

$$\begin{cases} c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{S}, \\ -c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = \dfrac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}, \\ \mathbf{S} = \mathbf{s} + \dfrac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = \kappa\mathbf{E} + \dfrac{\varepsilon}{4\pi c^2}\dfrac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}, \end{cases}$$

где κ обозначает омическую проводимость; откуда видно, что электрическая сила удовлетворяет уравнению

$$\varepsilon\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} + 4\pi\kappa\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = c^2\nabla^2\mathbf{E}.$$

Это уравнение того же вида, что и соответствующее ему уравнение в теории упругого твердого тела[1], и подобно этому уравнению, оно тоже дает удовлетворительное общее объяснение металлического отражения. Это уравнение действительно правильно во всех деталях для не слишком короткого периода возмущения, т. е. для световых волн, относящихся к крайней инфракрасной части спектра. Но если мы попытаемся применить эту теорию к обыкновенному свету, мы столкнемся со сложностью, на которую лорд Рэлей указал в теории упругого твердого тела[2] и которая сопутствует всем попыткам объяснить особые свойства металлов, вводя в уравнение вязкостный член. Сложность заключается в том, что для объяснения свойств идеального серебра, необходимо допустить, что коэффициент $\dfrac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}$ отрицателен, то есть диэлектрическая постоянная металла должна быть отрицательной, что означало бы неустойчивость электрического равновесия в металле. Эта задача, как мы уже отмечали[3], была решена только тогда, когда была правильно понята ее связь с теорией дисперсии.

[1]См. стр. 199.

[2]См. стр. 200. См. также Рэлей *Phil. Mag.* (5) XII (1881), с. 81 и Х. А. Лоренц *Over de Theorie de Terugkaatsing*, Арнгем, 1875.

[3]См. стр. 200.

В это время в предмете, о котором мы только что упомянули, происходили важные события. Со времен Френеля теории дисперсии развивались[1] из допущения о том, что радиусы действия частиц светоносных сред настолько велики, что их можно сравнить с длиной световой волны. Все считали, что эфир нагружен молекулами весомой материи и что величина дисперсии зависит от отношения длины волны к расстоянию между соседними молекулами. Однако эту гипотезу признали неадекватной, когда в 1862 году Ф. П. Леру[2] обнаружил, что призма, наполненная паром йода, преломляет красные лучи в большей степени, чем синие; поскольку во всех теориях, которые зависят от принятия крупнозернистой светоносной среды, показатель преломления увеличивается с увеличением частоты света.

Более поздние исследователи показали[3], что явление Леру, которое назвали *аномальной дисперсией*[4], главным образом, связано с «цветом поверхности», т. е. свойством блестящего отражения падающего света определенной частоты. Подобная ассоциация, казалось бы, указывает на то, что диспергирующее свойство вещества тесно связано с определенной частотой колебания, которая характерна для этого вещества и которая, оказавшись в диапазоне видимого спектра, проявляется в цвете поверхности. Эта идея о частоте колебаний, свойственной каждому виду весомой материи, уже появлялась в другой связи. Сэр Джон Гершель[5] первым заметил, что сульфат хинина принимает синий цвет, когда свет падает на него при определенных условиях. Впоследствии было обнаружено, что многие другие вещества, если их поместить в темную комнату и подвергнуть невидимому воздействию лучей за фиолетовой частью видимого спектра, испускают голубоватый или зеленоватый свет. Это явление назвал *свечением* Стокс в 1852 году[6], в знаменитой работе, которая раскрывает истинную природу этого явления. Он заметил: «Нет ничего более естественного, чем предположить, что падающие колебания светоносного эфира производят колебательные движения элементарных

---

[1]См. стр. 201.

[2]*Comptes Rendus*, LV (1862), с. 126. В 1870 году К. Кристиансен (*Ann. d. Phys.* CXLI, с. 479; CXLIII, с. 250) наблюдал подобный эффект в растворе фуксина.

[3]Особенно Кундт в ряде работ в *Annalen d. Phys.*, начиная с тома CXLII (1871) и далее.

[4]Фокс Толбот открыл аномальную дисперсию намного раньше, но не опубликовал свою работу.

[5]*Phil. Trans.* (1845), с. 143; *Proc. R. S.* V (1845), с. 547.

[6]*Phil. Trans.* (1852), с. 463; Стокс *Coll. Papers*, III, с. 267.

молекул чувствительных веществ и что молекулы, в свою очередь, самостоятельно раскачиваясь, создают колебания в светоносном эфире, и тем самым вызывают ощущение света. Периоды этих колебаний зависят от периодов колебаний молекул, а не от периода падающих колебаний».

Введенный здесь принцип рассмотрения молекул как динамических систем, которые обладают периодом собственных свободных колебаний и которые взаимодействуют с падающими колебаниями, лежит в основе всех последующих теорий дисперсии девятнадцатого века. Самую раннюю из них придумал Максвелл, который для Кембриджского Экзамена для получения отличия по математике 1869 года[1], опубликовал результаты следующего исследования.

Модель диспергирующей среды можно составить, включая системы, представляющие атомы весомой материи, в среду, которая представляет эфир. Мы можем изобразить каждый атом[2] как состоящий из отдельной крупной частицы, которую симметрично поддерживают пружины с внутренней стороны невесомой сферической оболочки. Если эта оболочка неподвижна, то частица сможет совершать колебания вокруг центра сферы, причем действие пружин будет эквивалентно силе, действующей на частицу пропорционально ее расстоянию от центра. Можно допустить, что составленные таким образом атомы занимают небольшие сферические полости в эфире, причем наружная оболочка каждого атома контактирует с эфиром по всем точкам и участвует в его движении. Предполагается, что в каждом единичном объеме диспергирующей среды существует огромное количество атомов, так что в целом среда является мелкозернистой.

Допустим, что потенциальная энергия натяжения свободного эфира на единичный объем равна

$$\frac{1}{2}E\left(\frac{\partial\eta}{\partial x}\right)^2,$$

где η — смещение, а E — упругая постоянная. Таким образом, уравнение распространения волны в свободном эфире

$$\rho\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2} = E\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2},$$

где ρ — плотность эфира.

[1] *Cambridge Calendar*, 1869; вновь опубликовано лордом Рэлеем в *Phil. Mag.* XLVIII (1899), с. 151. См. также Рэлей *Phil. Mag.* XXXIII (1917), с. 496.

[2] Эту иллюстрацию придумал Томсон.

Далее, если σ обозначает массу атомных частиц в единичном объеме, $(\eta+\zeta)$ — полное смещение атомной частицы в точке x за время t, а $\sigma p^2\zeta$ — силу притяжения, то очевидно, что для сложной среды кинетическая энергия на единицу объема равна

$$\frac{1}{2}\rho\Big(\frac{\partial\eta}{\partial t}\Big)^2+\frac{1}{2}\sigma\Big(\frac{\partial\eta}{\partial t}+\frac{\partial\zeta}{\partial t}\Big)^2,$$

а потенциальная энергия на единицу объема равна

$$\frac{1}{2}E(\partial\eta/\partial x)^2+\frac{1}{2}\sigma p^2\zeta^2.$$

Уравнения движения, выведенные с помощью обычного для динамики процесса,

$$\begin{cases} \rho\dfrac{\partial^2\eta}{\partial t^2}+\sigma\Big(\dfrac{\partial^2\eta}{\partial t^2}+\dfrac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}\Big)-E\dfrac{\partial^2\eta}{\partial x^2}=0,\\ \sigma\Big(\dfrac{\partial^2\eta}{\partial t^2}+\dfrac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}\Big)+\sigma p^2\zeta=0. \end{cases}$$

Таким образом, исключая ζ, оперируя над первым уравнением с $\Big(1+$ $+\dfrac{1}{p^2}\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}\Big)$ и делая подстановку из второго, получаем

$$\Big(1+\frac{\sigma}{\rho}\Big)\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}+\frac{1}{p^2}\frac{\partial^4\eta}{\partial t^4}-\frac{c^2}{p^2}\frac{\partial^4\eta}{\partial x^2\partial t^2}=0.$$

Любого из членов $\dfrac{\partial^4\eta}{\partial t^4}$ или $\dfrac{\partial^4\eta}{\partial x^2\partial t^2}$ будет достаточно для создания дисперсии. Рассмотрим распространение через такую среду колебаний с частотой n и скоростью распространения в среде v; так что η и ζ — это гармонические функции $n(t-x/v)$. Подставляя эти величины в дифференциальные уравнения, получаем

$$\frac{1}{v^2}=\frac{\rho}{E}+\frac{\sigma p^2}{E(p^2-n^2)}.$$

Далее, ρ/E имеет значение $1/c^2$, где c обозначает скорость света в свободном эфире; а c/v — это показатель преломления μ среды

для колебаний частоты n. Таким образом, уравнение, которое можно записать как

$$\mu^2 = 1 + \frac{\sigma p^2}{\rho(p^2 - n^2)},$$

определяет показатель преломления вещества для колебаний любой частоты n. Эту же формулу из подобных соображений через три года независимо получил В. Зельмайер[1].

Если колебания очень медленные, падающий свет находится в крайней инфракрасной части спектра, величина n маленькая, а уравнение дает примерно $\mu^2 = (\rho+\sigma)/\rho$, то для таких колебаний каждая атомная частица и ее оболочка движутся вместе как твердое тело, так что эффект получается таким, как если бы эфир был просто нагружен массами атомных частиц, а его твердость оставалась бы неизменной.

Дисперсией света в пределах видимого спектра в большинстве веществ управляет собственная частота p, которая соответствует колебанию за фиолетовой частью видимого спектра; так что, поскольку n меньше p, мы можем расширить дробь в формуле дисперсии и получить уравнение

$$\mu^2 = 1 + \frac{\sigma}{\rho}\Big(1 + \frac{n^2}{p^2} + \frac{n^4}{p^4} + \ldots\Big),$$

которое напоминает формулу дисперсии в теории Коши[2]. В самом деле, можно сказать, что формула Коши — это расширенная формула Максвелла в ряду, который, поскольку он сходится только тогда, когда n принимает значения в пределах ограниченного диапазона, не может представлять явления, которые выходят за пределы этого диапазона.

Вышеописанная теория имеет недостаток, который связан с тем, что она теряет смысл, когда частота n падающего света равна частоте p свободных колебаний атомов. Этот недостаток можно устранить, допустив, что движению атомной частицы относительно оболочки, в которой она содержится, противостоит диссипативная сила, изменяющаяся вместе с относительной скоростью. Такой силы достаточно, чтобы воспрепятствовать тому, чтобы вынужденное колебание стало бесконечно большим по мере приближения периода света к периоду

[1] *Ann. d. Phys.* CXLV (1872), стр. 399, 520; CXLVII (1872), стр. 386, 525. См. также Гельмгольц *Ann. d. Phys.* CLIV (1875), с. 582.

[2] См. стр. 202.

свободного колебания атомов. Введение этой силы оправдано тем, что колебания в этой части спектра подвержены амортизации при прохождении через среду. Когда падающее колебание находится не в той же части спектра, что и свободное колебание, амортизация не так важна, и ею можно пренебречь.

Спектроскоп показывает, что системы атомов, которые испускают и поглощают излучение в реальных телах обладают не одной отличной характеристической частотой. Однако данную теорию можно легко распространить[1] на случай, когда атомы обладают несколькими собственными частотами колебаний. Достаточно допустить, что внешняя невесомая твердая оболочка соединяется пружинами с внутренней массивной твердой оболочкой, которая, в свою очередь, соединяется пружинами с другой массивной оболочкой, которая расположена внутри нее, и так далее. Соответствующим расширенным уравнением для показателя преломления будет

$$\mu^2 - 1 = \frac{c_1}{p_1^2 - n^2} + \frac{c_2}{p_2^2 - n^2} + \ldots,$$

где $p_1, p_2 \ldots$ обозначают частоты периодов собственных колебаний атома.

Достоверность формулы дисперсии Максвелла – Зельмайера поразительным образом подтвердили экспериментальные исследования последних лет девятнадцатого века[2]. В 1897 году Рубенс[3] показал, что эта формула непосредственно представляет показатели преломления сильвина (хлорида калия) и каменной соли для света и инфракрасного излучения с длинами волн от 4 240 до 223 000 ангстрем. Поскольку из этого сравнения были известны постоянные в формуле, то появилась возможность предсказать дисперсию для излучений еще более низких частот. Тогда и обнаружили, что квадрат показателя преломления должен иметь отрицательное значение (включая полное отражение) для длин волн от 370 000 до 550 000 ангстрем в случае с каменной солью и от 450 000 до 670 000 ангстрем в случае с сильвином. В следующем году этот вывод проверили на опыте.

Может показаться странным, что Максвелл, успешно применив свою электромагнитную теорию для объяснения распространения

[1]Этот предмет развил лорд Кельвин в *Baltimore Lectures*.

[2]Исследование всего предмета в свете шестидесятилетней работы дал Ч. Г. Дарвин в *Proc. R. S.* CXLVI (1934), с. 17.

[3]*Ann. d. Phys.* LX (1897), с. 454.

света в изотропных средах, в кристаллах и в металлах, не применил ее к проблеме отражения и преломления. Это тем более удивительно, поскольку изучение оптики кристаллов уже открыло близкую аналогию между электромагнитной теорией и теорией упругого твердого тела МакКулага; и чтобы объяснить отражение и преломление с позиций электромагнитной теории, нужно было переписать исследование этой же проблемы МакКулагом, интерпретируя $\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}$ (временной поток смещения эфира МакКулага) как магнитную силу, а $\operatorname{rot} \mathbf{e}$ — как электрическое смещение. Поскольку в теории МакКулага разница между соседними средами представлена разностью их упругих постоянных, в электромагнитной теории ее можно представить как разность их диэлектрических проницаемостей. Из письма, которое Максвелл написал Стоксу в 1864 году и которое сохранилось[1], явствует, что проблема отражения и преломления занимала внимание Максвелла во время подготовки научного труда для Королевского общества по электромагнитному полю; но его не удовлетворяло простое рассмотрение условий, которым необходимо удовлетворить на поверхности раздела сред. Видимо, он сомневался, какую из конкурирующих теорий упругого твердого тела взять в качестве образца; и, вполне вероятно, что он был введен в заблуждение, излишне надеясь на аналогию между электрическим и упругим смещением[2]. Дело в том, что в теории упругого твердого тела все три составляющие смещения должны быть непрерывны по всей поверхности раздела двух смежных сред; однако Максвелл обнаружил, что если все три составляющие электрического смещения считать непрерывными по всей поверхности раздела, то объяснить отражение и преломление невозможно; и, не желая отказываться от аналогии, которая до тех пор направляла его на правильный путь, но и будучи не в состоянии опровергнуть[3] условия Грина на граничных поверхностях, он, видимо, отложил эту проблему до того времени, пока на нее не будет пролит какой-то новый свет.

[1]Стокс *Scientific Correspondence*, II, стр. 25, 26.

[2]Следует помнить, что Максвелл представлял электрическое смещение как реальное смещение среды. «Моя теория электрических сил, — писал он, — заключается в том, что они приводятся в действие в изоляционных средах под действием небольших электрических смещений, которые приводят определенные небольшие части среды в деформированное состояние, которое, поскольку ему противостоит упругость среды, создает электродвижущую силу». (Кэмпбелл и Гарнет *Life of Maxwell*, с. 244).

[3]Вышеупомянутое письмо к Стоксу указывает на то, что в течение какого-то времени Максвелл сомневался в правильности условий Грина.

Это была не единственная сложность, которая мешала электромагнитной теории. Теоретический вывод о том, что диэлектрическая проводимость среды должна быть равна квадрату ее показателя преломления для волн с большим периодом, еще не был подтвержден экспериментально; а теория токов смещения, от которой зависело все остальное, была принята наиболее выдающимися современниками Максвелла не слишком благосклонно. На самом деле, Гельмгольц, в конечном итоге, принял ее, но это произошло через много лет; а У. Томсон (Кельвин), видимо, так и не поверил в нее полностью до конца своей долгой жизни. В 1888 году он назвал ее «любопытной и оригинальной, но не слишком логичной гипотезой»[1] и предложил[2] заменить ее более расширенным вариантом старых потенциальных теорий. В 1893 году он написал предисловие к английскому изданию *Электрических волн* (*Electric Waves*) Герца, в котором он, казалось, принял «магнитные волны». Однако в 1896 году он был склонен[3] размышлять о том, что изменения электростатической силы, вызванные быстро изменяющейся электризацией распространяются в виде конденсационных волн в светоносном эфире; и в этом же году Фитцджеральд написал Хевисайду[4]: «Я изо всех сил пытался поразить лорда К. выражением $\Delta^2\varepsilon = k\mu\dfrac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2}$ как достаточным ответом на все его затруднения, который доказывает, что *каждое* действие распространяется со скоростью $= (k\mu)^{-1/2}$, но мне пришлось прибегнуть к тщательно подготовленному обсуждению простого случая с двумя сферами, чтобы он понял взгляд с позиций электромагнитной теории, но несмотря на то, что ответить ему было нечего, он все же не был убежден в этом, как и по сей день не понял, на мой взгляд, концепцию Максвелла о токах смещения, которые сопровождает магнитная сила. Я попытался показать ему, что его собственное исследование проникновения переменных токов в проводники — это всего лишь аналог вязкостного движения распространения света, но он испугался этого, как лошадь — камней, хотя, будь это выражено в другой форме, он легко бы преодолел это препятствие. Он всегда *будет* возвращаться к тому, что эти *уравнения* распространения света — не более, чем уравнения поперечных колебаний в упругом твердом

[1]*Nature*, XXXVIII (1888), с. 571.

[2]*Brit. Assoc. Report* (1888), с. 567.

[3]См. Боттомли в *Nature*, LIII (1896), с. 268; Кельвин ibid., с. 316; Дж. Уиллард Гиббс ibid., с. 509.

[4]Письмо от 11 июня 1896 года.

теле, а его последний отказ от всего, по-моему, частично произошел благодаря тому, что я напомнил ему, что для непрерывного тока потребовалось бы, чтобы части твердого тела находились в непрерывном вращении». В сентябре 1898 года Оливер Лодж написал Хевисайду: «Кельвин не верит даже в давление света Максвелла. Он утверждает, что вся эта часть ошибочна». В 1904 году он принял[1], что стержневой электромагнит, который вращается вокруг оси, перпендикулярной его длине, эквивалентен лампе, испускающей свет периода, равного периоду вращения, но свое окончательное суждение он выразил в предложении[2]: «Так называемая электромагнитная теория света пока никак не помогла нам».

Видимо, Томсон основал свои представления о распространении электрического возмущения на случае, с которым он познакомился в первую очередь, — передаче сигналов по проводу. Он склонялся к старой точке зрения, что при таком возмущении провод является действительной средой передачи; тогда как в теории Максвелла функция провода заключается всего лишь в направлении возмущения, которое находится в окружающем диэлектрике.

Мнение о том, что проводники являются средами распространения электрического возмущения, поддерживал и Людвиг Лоренц (1829–1891) из Копенгагена, который разработал независимую электромагнитную теорию света[3] через несколько лет после публикации научных трудов Максвелла. Лоренц использовал процедуру, которую в 1858 году предложил Риман[4]: скорректировать принятую формулу электродинамики путем введения членов, которые, хотя и слишком малы, чтобы их можно было оценить при обыкновенных лабораторных опытах, смогли бы объяснить распространение электрического действия в пространстве с конечной скоростью. Мы видели, что в теории Неймана электрическая сила $\mathbf{E}$ определялась уравнением

$$\mathbf{E} = \operatorname{grad}\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}, \qquad (1)$$

где φ обозначает электростатический потенциал, определяемый урав-

[1] *Baltimore Lectures*, с. 376.

[2] Ibid., предисловие, с. 7.

[3] *Oversigt over det K. danske Vid. Selskaps Forhandlinger* (1867), с. 26; *Ann. d. Phys.* CXXXI (1867), с. 243; *Phil. Mag.* XXXIV (1867), с. 287.

[4] См. стр. 287. Однако научный труд Римана был опубликован только в том же году (1867), что и научный труд Лоренца.

нением

$$\varphi = \iiint (\rho'/r)\, dx'\, dy'\, dz',$$

причем ρ' — это плотность электрического заряда в точке $(x',\, y',\, z')$, а $\mathbf{a}$ — векторный потенциал, определяемый уравнением

$$\mathbf{a} = \frac{1}{c} \iiint (\mathbf{s}'/r)\, dx'\, dy'\, dz',$$

где $\mathbf{s}'$ — это ток проводимости в точке $(x',\, y',\, z')$. Мы полагаем, что диэлектрическая и магнитная проницаемость везде равны единице.

Лоренц предложил заменить эти уравнения уравнениями

$$\varphi = \iiint \{\rho'(t - r/c)/r\}\, dx'\, dy'\, dz',$$
$$\mathbf{a} = \frac{1}{c} \iiint \{\mathbf{s}'(t - r/c)/r\}\, dx'\, dy'\, dz';$$

изменение заключается в замене значений, которые принимают ρ' и $\mathbf{s}'$ в момент времени t, значениями, которые они принимают в момент времени $(t - r/c)$, в который возмущение, распространяющееся со скоростью c, должно покинуть точку $(x',\, y',\, z')$, чтобы попасть в точку $(x,\, y,\, z)$ в момент t. Таким образом, значения потенциалов в точке $(x,\, y,\, z)$ в любой момент t, согласно теории Лоренца, будут зависеть от электрического состояния в точке $(x',\, y',\, z')$ в предыдущий момент времени $(t - r/c)$: как если бы потенциалы распространялись наружу от зарядов и токов со скоростью c. Образованные таким образом функции φ и $\mathbf{a}$ известны под названием *запаздывающих потенциалов*.

Уравнения, определяющие φ и $\mathbf{a}$, эквивалентны уравнениям

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho, \qquad (2)$$

$$\nabla^2 \mathbf{a} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} = -4\pi \mathbf{s}/c, \qquad (3)$$

тогда как уравнение сохранения электричества

$$\operatorname{div} \mathbf{s} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

дает[1]

$$\operatorname{div}\mathbf{a} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0. \tag{4}$$

Из уравнений (1), (2), (4) несложно вывести уравнение

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho \tag{I}$$

а из уравнений (1), (3), (4) мы имеем

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\mathbf{s}}{c}, \tag{II}$$

где $\mathbf{H}$ или $\operatorname{rot}\mathbf{a}$ обозначает магнитную силу; тогда как из уравнения (1) мы имеем

$$c\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}. \tag{III}$$

[1]Поскольку мы имеем

$$c\frac{\partial a_x}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}\iiint \frac{s'_x}{r}\,dx'\,dy'\,dz' =$$
$$= \iiint\left\{s'_x\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial s'_x}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{r}{c}\right)\right\}dx'\,dy'\,dz' =$$
$$= -\iiint\left\{s'_x\frac{\partial}{\partial x'}\left(\frac{1}{r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial s'_x}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x'}\left(-\frac{r}{c}\right)\right\}dx'\,dy'\,dz'.$$

Интегрируя первый из этих интегралов по частям, получаем

$$c\frac{\partial a_x}{\partial x} = \iiint\frac{1}{r}\left\{\frac{\partial s'_x}{\partial x'} - \frac{\partial s'_x}{\partial t}\frac{\partial}{\partial x'}\left(-\frac{r}{c}\right)\right\}dx'\,dy'\,dz' =$$
$$= \iiint\frac{1}{r}\left[\frac{\partial s'_x}{\partial x'}\right]dx'\,dy'\,dz',$$

где квадратные скобки означают, что необходимо провести частное дифференцирование по x', только пока он присутствует в явной форме, пренебрегая его неявным присутствием в аргументе $\left(t - \dfrac{r}{c}\right)$.

Следовательно, мы имеем

$$c\operatorname{div}\mathbf{a} = \iiint\frac{1}{r}\left\{\left[\frac{\partial s'_x}{\partial x'}\right] + \left[\frac{\partial s'_y}{\partial y'}\right] + \left[\frac{\partial s'_z}{\partial z'}\right]\right\}dx'\,dy'\,dz' =$$
$$= -\iiint\frac{1}{r}\frac{\partial\rho'}{\partial t}\,dx'\,dy'\,dz' \quad \text{из уравнения сохранения электричества}$$
$$= -\frac{\partial\varphi}{\partial t}, \quad \text{которое и представляет искомое уравнение (4).}$$

Однако уравнения (I), (II), (III) — это фундаментальные уравнения теории Максвелла, а значит, теория Л. Лоренца практически эквивалентна теории Максвелла в том, что касается распространения электромагнитных возмущений в свободном эфире. Однако сам Лоренц, видимо, не понимал этого, поскольку в своем научном труде он постулировал присутствие во всем пространстве проводящей материи, что соответственно привело его к уравнениям, похожим на те, которые Максвелл дал для распространения света в металлах. Заметив, что его уравнения представляют периодические электрические токи, перпендикулярные направлению распространения возмущения, он предположил, что все светоносные колебания могут состоять из электрических токов, а следовательно, «больше нет причины поддерживать гипотезу о существовании эфира, поскольку мы можем принять, что пространство содержит достаточное количество весомой материи, которое делает возможным распространение возмущения».

Лоренц не сумел вывести из своих уравнений объяснение существования показателей преломления; его теории не достает многого, что наводит на размышления в теории Максвелла; ценность его научного труда состоит, главным образом, во введении запаздывающих потенциалов. Между прочим, можно заметить, что запаздывающие потенциалы Лоренца не идентичны скалярным и векторным потенциалам Максвелла, так как вектор Лоренца $\mathfrak{a}$ не является вихревым, а величина φ у Лоренца, в отличие от Максвелла, не является электростатическим потенциалом, а зависит от положений, в которых находятся заряды в некоторые предыдущие моменты времени.

В течение нескольких лет прогресса не наблюдалось ни в теории Максвелла, ни в теории Лоренца. Тем временем, в 1865 году Максвелл ушел с кафедры в Кингс Колледж и вернулся в свою усадьбу Гленлэр в Киркудбрайтшире, где занялся написанием связного труда об электрической теории. В 1871 году он вернулся в Кембридж профессором экспериментальной физики, а через два года опубликовал свой труд *Трактат о электричестве и магнетизме* (*Treatise on Electricity and Magnetism*).

В этом знаменитом труде осмыслен почти каждый раздел теории электричества и магнетизма, но автор намеревался исследовать всю теорию, насколько это возможно, с одной точки зрения, с точки зрения Фарадея; так что он уделил очень мало внимания, а может, и не уделил его вовсе, гипотезам, предложенным за два прошед-

ших десятилетия великими немецкими учеными, которые занимались электричеством. Максвелл стремился распространить идеи Фарадея и, несомненно, достиг этой цели; однако если рассматривать *Treatise* как описание собственных взглядов автора, то его можно считать менее успешным. Доктрины, принадлежавшие исключительно Максвеллу, — существование токов смещения и электромагнитных колебаний, идентичных свету, — не были представлены ни в первом томе, ни в первой половине второго тома; а их описание было вряд ли более полным, и вероятно, менее привлекательным, чем то, которое он давал в первых научных трудах.

Однако некоторые вопросы были исследованы в *Treatise* более подробно, чем в предыдущих работах Максвелла; среди них вопрос о напряжении в электромагнитном поле.

Вспомним[1], что Фарадей, изучая кривизну силовых линий в электростатических полях, заметил кажущееся стремление соседних линий отталкиваться, словно каждая силовая трубка изначально была предрасположена к расширению в боковом направлении, и что в дополнение к этой силе отталкивания или расширения, действующей в поперечном направлении, он принял силу притяжения или сжатия, приложенную перпендикулярно первой, то есть в направлении силовых линий.

Максвелл был абсолютно убежден в существовании этих давлений и натяжений и определил аналитические выражения для их представления. Считалось, что натяжение вдоль силовых линий содержит пондеромоторную силу, действующую на проводник, на котором заканчиваются силовые линии, а следовательно, его можно измерить (в той системе единиц, которую мы сейчас используем) силой, действующей на единицу площади проводника, т. е. $\varepsilon\mathbf{E}^2/8\pi$ или $\mathbf{DE}/8\pi$. Тогда давление, перпендикулярное силовым линиям, должно определяться так, чтобы оно удовлетворяло условию о том, что эфир должен находиться в равновесии.

С этой целью рассмотрим тонкую эфирную оболочку, заключенную между двумя эквипотенциальными поверхностями. Равновесие части этой оболочки, отделенной силовой трубкой, требует (как в теории равновесия жидких пленок), чтобы результирующая сила на единицу площади, вызванная вышеупомянутыми нормальными натяжениями на двух ее гранях, имела значение $T(1/\rho_1 + 1/\rho_2)$, где ρ_1 и ρ_2 обозначают главные радиусы кривизны оболочки в этом месте,

[1]См. стр. 226.

а T — боковое напряжение на единице длины поверхности оболочки, причем T аналогична поверхностному натяжению жидкой пленки.

Теперь, если за t обозначить толщину оболочки, то площадь, отделенная силовой трубкой на второй грани, относится к площади, отделенной на первой грани, как $(\rho_1 + t)(\rho_2 + t)/\rho_1\rho_2$, а согласно фундаментальному свойству силовых трубок, $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$ изменяются обратно пропорционально сечению трубки, так что полная сила на второй грани будет относиться к полной силе на первой грани как

$$\rho_1\rho_2/(\rho_1 + t)(\rho_2 + t),$$

или приблизительно

$$\left(1 - \frac{t}{\rho_1} - \frac{t}{\rho_2}\right);$$

следовательно, результирующая сила на единицу площади по направленной наружу нормали равна

$$-\frac{1}{8\pi}\mathbf{DE} \cdot t \cdot (1/\rho_1 + 1/\rho_2),$$

и поэтому мы имеем

$$T = -\frac{1}{8\pi}\mathbf{DE} \cdot t;$$

или давление, перпендикулярное силовым линиям, равно $1/8\pi\mathbf{DE}$ на единицу площади, то есть численно равно натяжению вдоль силовых линий.

Из такого определения главных напряжений следует, что напряжение в любой плоскости, нормалью к которой является вектор $\mathbf{N}$, равно[1]

$$\frac{1}{4\pi}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{N})\mathbf{E} - \frac{1}{8\pi}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E})\mathbf{N}.$$

Максвелл получил[2] подобную формулу для магнитных полей; пондеромоторные силы, которые действуют на намагниченную материю и на проводники с током, можно объяснить, принимая напряжение в среде, причем напряжение в плоскости $\mathbf{N}$ представлено вектором

$$\frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{N})\mathbf{H} - \frac{1}{8\pi}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{H})\mathbf{N}.$$

---

[1] Ср. В. Г. Брэгг *Phil. Mag.* XXXIV (1892), с. 18.

[2] Максвелл *Treatise on Electricity and Magnetism*, §643.

Эта формула, как и соответствующая электростатическая формула, представляет натяжение в плоскостях, перпендикулярных силовым линиям, и давление в плоскостях, параллельных им.

Можно заметить, что Максвелл не делал различия между напряжением в материальном диэлектрике и напряжением в эфире; да и сделать различие было невозможно, покуда все считали, что материальные тела при перемещении переносят вместе с собой содержащийся в них эфир. В модификациях теории Максвелла, которые были разработаны много лет спустя его последователями, напряжения, соответствующие напряжениям, которые ввел Максвелл, были приписаны эфиру как отличающемуся от весомой материи; и было принято, что единственные напряжения, возникающие в материальных телах под действием электромагнитного поля, создаются косвенно; их можно вычислить с помощью методов теории упругости, зная пондеромоторные силы, действующие на электрические заряды, связанные с телами.

Еще одно наблюдение, предложенное теорией Максвелла о напряжении в среде, состоит в том, что он рассматривал вопрос с чисто статической точки зрения. Он определял напряжение так, словно оно может прикладывать к весомым телам требуемые силы, и быть самоуравновешивающимся в свободном эфире. Но[1], если электрические и магнитные явления по своей природе являются не статическими, а кинетическими, то напряжение или давление не нуждается в самоуравновешивании. Это можно показать, ссылаясь на гидродинамические модели эфира, которые вскоре будут описаны и в которых дырчатые тела погружены в движущуюся жидкость: пондеромоторные силы, которые жидкость прикладывает к твердым телам, соответствуют силам, которые действуют на проводники с током в магнитном поле, и, тем не менее, в этой среде нет другого напряжения, кроме давления жидкости.

Среди задач, к которым Максвелл применил свою теорию напряженного состояния в среде, была задача, которая занимала умы многих поколений его предшественников. Приверженцы корпускулярной теории света восемнадцатого века полагали, что их гипотеза получит окончательное подтверждение, если им удастся показать, что световые лучи обладают импульсом. Чтобы определить это, некоторые исследователи направляли мощные лучи света на тела, подве-

[1]Ср. В. Бьеркнес *Phil. Mag.* IX (1905), с. 491.

шенные на тонкой нити, и искали свидетельств давления, созданного импульсом корпускул. Такой опыт в 1708 году провел Гомберг[1], вообразивший, что он действительно получил искомый эффект; однако Мэран и Дюфе в середине века повторили этот опыт, но не подтвердили полученный Гомбергом вывод[2].

Затем этим предметом занялся Мичелл, который «несколько лет назад, — писал Пристли[3] в 1772 году, — попытался обнаружить импульс света гораздо более точным способом, чем тот, который использовали М. Гомберг и Ж. Мэран». Он подверг очень тонкую медную пластинку, подвешенную на тоненькой нити, воздействию лучей солнца, сконцентрированных с помощью зеркала, и наблюдал отклонение. Он был не удовлетворен тем, что полностью исключался эффект нагревания воздуха, но «кажется, несомненно то», по мнению Пристли, «что вышеупомянутое движение следует приписывать импульсу лучей света». Подобный опыт провел А. Беннет[4], который направил свет из фокуса большой линзы на писчую бумагу, подвешенную на тонкой нити в вакуумном приемнике, но «не смог ощутить движение, отличное от эффектов тепла. Вероятно, — заключил он, — чувствительное тепло и свет не могут быть вызваны притоком или прямолинейными попаданиями мелких частиц, но могут создаваться колебаниями, созданными в рассеянной по всей вселенной *теплоте* или тепловой материи, или световой жидкости». Таким образом, Беннет, а затем и Юнг[5] рассматривали отсутствие отталкивания света в этом опыте как аргумент в пользу волновой теории света. «Дело в том, — писал Юнг, — что если принять во внимание максимально вообразимую мелкость корпускул света, то естественно ожидать, что их эффекты имеют какое-то отношение к эффектам гораздо менее быстрых движений электрической жидкости, которые очень легко ощутить, даже в самых слабых состояниях».

Такое отношение тем более замечательно, что Эйлер много лет назад выразил мнение о том, что давление света в равной степени разумно ожидать как при корпускулярной, так и при волновой теории. «Поскольку, — писал он[6], — сильный звук вызывает не только

---

[1] *Histoire de l'Acad.* (1708), с. 21.

[2] Ж. Ж. Мэран *Traite de l'Aurore boreale*, с. 370.

[3] *History of Vision*, I, с. 387.

[4] *Phil. Trans.* LXXXII (1792), с. 81.

[5] Ibid. XCII (1802), с. 12.

[6] *Histoire de l'Acad. de Berlin*, II (1748), с. 117.

колебательное движение частиц воздуха, но и реальное движение подвешенных в воздухе мелких частиц пыли, вряд ли подлежит сомнению то, что колебательное движение, созданное светом, вызывает подобный эффект». Эйлер не только сделал вывод о существовании давления света, но и (принимая предложение Кеплера) объяснил хвосты комет, полагая, что солнечные лучи, вторгаясь в атмосферу кометы, отрывают от нее мельчайшие частицы.

Этот вопрос исследовал и Максвелл[1] с позиций электромагнитной теории света, которая легко обосновывает существование давления света. Допустим, что свет падает на металлическую отражающую поверхность под прямым углом. Свет можно рассматривать как состоящий из быстро изменяющегося магнитного поля, которое должно индуцировать электрические токи в поверхностных слоях металла. Но на металл, проводящий токи в магнитном поле, должна действовать пондеромоторная сила в направлении, перпендикулярном как магнитной силе, так и направлению тока, следовательно, в данном случае она будет действовать по нормали к отражающей поверхности: эта пондеромоторная сила и есть давление света. Таким образом, согласно теории Максвелла, давление света — это всего лишь расширенный случай эффектов, которые можно легко осуществить в лаборатории.

Величину давления света Максвелл вывел из теории напряженных состояний в среде. Мы видели, что напряжение в плоскости, единичной нормалью к которой является $\mathbf{N}$, представлено вектором

$$\frac{1}{4\pi}(\mathbf{D}\cdot\mathbf{N})\mathbf{E} - \frac{1}{8\pi}(\mathbf{D}\cdot\mathbf{E})\mathbf{N} + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\mathbf{N})\mathbf{H} - \frac{1}{8\pi}(\mathbf{B}\cdot\mathbf{H})\mathbf{N}.$$

Допустим, что плоская волна падает под прямым углом на идеально отражающий металлический лист: этот лист должен выдерживать механическое напряжение, которое существует на его границе в эфире. Из-за присутствия отраженной волны $\mathbf{D}$ на поверхности равен нулю, а $\mathbf{B}$ перпендикулярен $\mathbf{N}$, поэтому $(\mathbf{B}\cdot\mathbf{N})$ исчезает. Таким образом, напряжение — это давление величины $1/8\pi(\mathbf{B}\cdot\mathbf{H})$, нормальное к поверхности: то есть, давление света равно плотности эфирной энергии в области, прилегающей к металлу. Таков был результат, полученный Максвеллом. Этот вывод был сделан при допущении о том, что свет падает нормально к отражающей поверхности. Если же поверхность расположена в полости, со всех сторон окруженной

[1]Максвелл *Treatise on Electricity and Magnetism*, §792.

излучающей оболочкой, так что излучение попадает на нее из всех направлений, можно показать, что давление света равно одной третьей плотности энергии эфира.

Другой способ вывода необходимости давления света указал в 1876 году Адольфо Бартоли[1] (1851–96) из Болоньи, который показал, что при перенесении лучистой энергии от холодного тела к горячему посредством движущегося зеркала, второй закон термодинамики нарушался бы, если бы свет не оказывал давление на зеркало.

В год опубликования трактата Максвелла сэр Уильям Крукс[2] получил экспериментальное свидетельство того, что падение света сопровождается давлением; однако вскоре обнаружили, что это вызвано термическими эффектами, и существование давления самого света подтвердили на опыте[3] только в 1899 году. С того времени этот предмет получил значительное развитие, особенно в отношении роли, которую играет давление излучения в космической физике. В связи с давлением излучения можно упомянуть, что существует давление излучения, действующее против источника — *отдача*, создаваемая световым излучением. Это явление исследовали в 1909 году Дж. Г. Пойнтинг и Гай Барлоу[4], используя тонкие полоски материала, которые нагревались падающим излучением. Полоски, покрытые черной краской с обеих сторон, испытывают давление, равное плотности энергии P падающего излучения, так как испускаемое излучение с обоих сторон имеет равное давление отдачи. Полоски, покрытые черной краской со стороны падающего света и блестящей серебряной краской с другой стороны, испытывают давление $\frac{5}{3}P$: избыток вызван излучением, которое испускается согласно закону косинусов только передней стороной пластинки. Пластинки, покрытые блестящей краской с обеих сторон, испытывают давление $2P$, так как они не нагреваются, а отражают излучение.

Другим вопросом, которому Максвелл уделил внимание в своем *Treatise*, было влияние магнитного поля на распространение света в

[1]Бартоли *Sopra i movimenti prodotti dalla luce e dal calore e sopra il radiometro di Crookes*, Фиренц, 1876. Также *Nuovo Cimento* (3), XV (1884), с. 193 и Экснер *Rep.* XXI (1885), с. 198.

[2]*Phil. Trans.* CLXIV (1874), с. 501. Радиометр открыли в 1875 году.

[3]П. Лебедев *Archives des Sciences Phys. et Nat.* (4), VIII (1899), с. 184; *Ann. d. Phys.* VI (1901), с. 433; Э. Ф. Никольс и Г. Ф. Халл *Phys. Rev.* XIII (1901), с. 293; *Astrophys. Jour.* XVII (1903), с. 315; В. Герлах и А. Гользен *Zs. f. Phys.* XV (1923), с. 1.

[4]*Brit. Ass. Rep.* (1909), с. 385.

материальных веществах. Мы уже видели[1], что теория магнитных вихрей зародилась в размышлениях об этом явлении У. Томсона. Максвелл же в своем научном труде от 1861–2 гг. попытался с помощью этой теории найти какое-то объяснение этого явления. Более полное исследование, данное в *Treatise*, основано на некоторых общих допущениях, а именно: в среде, которая подвергается воздействию магнитного поля, существует скрытое вихревое движение, причем оси вихрей находятся в направлении магнитных силовых линий; а световые волны при прохождении через среду вызывают возмущение вихрей, которые вследствие этого проявляют динамическую реакцию на светоносную среду, тем самым воздействуя на скорость распространения.

Сейчас следует поближе изучить способ этого динамического взаимодействия. Максвелл допустил, что световые волны воздействуют на магнитные вихри так же, как на вихревые нити в жидкости воздействовало бы любое другое сосуществующее в этой жидкости движение. Последняя задача уже была исследована в огромном научном труде Гельмгольца по вихревому движению; принимая результаты, полученные Гельмгольцем, Максвелл допустил, что дополнительный член, который вводится в выражение для магнитной силы из-за смещения вихрей, имеет значение $\partial \mathbf{e}/\partial\theta$, где $\mathbf{e}$ обозначает смещение среды (т. е. вектора света), а оператор $\partial/\partial\theta$ обозначает $H_x\partial/\partial x + H_y\partial/\partial y + H_z\partial/\partial z$, причем $\mathbf{H}$ обозначает наложенное магнитное поле. Таким образом, светоносное движение, вызывая возмущение вихрей, создает в среде электрический ток, пропорциональный $\operatorname{rot}\partial\mathbf{e}/\partial\theta$.

Далее Максвелл принял, что созданный таким образом ток динамически взаимодействует со светоносным движением, так что кинетическая энергия среды содержит член, пропорциональный скалярному произведению $\dfrac{\partial\mathbf{e}}{\partial t}$ и $\operatorname{rot}\partial\mathbf{e}/\partial\theta$. Тогда полную кинетическую энергию среды можно записать как

$$\frac{1}{2}\rho\left(\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t}\right)^2 + \frac{1}{2}\sigma\left(\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t}\cdot\operatorname{rot}\partial\mathbf{e}/\partial\theta\right),$$

где ρ обозначает плотность среды, а σ — постоянную, которая измеряет способность среды к вращению плоскости поляризации света в магнитном поле.

---

[1] См. стр. 293.

Теперь, как и в теориях света как упругого твердого тела, можно вывести уравнение движения:

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = n\nabla^2\mathbf{e} - \sigma\frac{\partial^2}{\partial t\partial\theta}\operatorname{rot}\mathbf{e}.$$

Когда свет передается в направлении силовых линий, а ось x параллельна этому направлению, то уравнение сводится к

$$\begin{cases} \rho\dfrac{\partial^2 e_y}{\partial t^2} = n\dfrac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} + \sigma H\dfrac{\partial^3 e_z}{\partial t\partial x^2}, \\ \rho\dfrac{\partial^2 e_z}{\partial t^2} = n\dfrac{\partial^2 e_z}{\partial x^2} - \sigma H\dfrac{\partial^3 e_y}{\partial t\partial x^2}; \end{cases}$$

а эти уравнения, как мы видели[1], объясняют явление Фарадея.

Можно заметить, что член

$$\frac{1}{2}\sigma\left(\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t}\cdot\operatorname{rot}\partial\mathbf{e}/\partial\theta\right)$$

в выражении для кинетической энергии можно через интегрирование по частям преобразовать в член

$$\frac{1}{2}\sigma(\operatorname{rot}\mathbf{e}\cdot\partial\mathbf{e}/\partial\theta)^2,$$

вместе с поверхностными членами; или опять в

$$-\frac{1}{2}\sigma\Big(\operatorname{rot}\mathbf{e}\cdot\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t\partial\theta}\Big),$$

вместе с поверхностными членами. Все эти разные формы дают одно и то же уравнение движения для среды; но из-за разных поверхностных членов они дают разные условия на границе среды и, следовательно, порождают разные теории отражения.

Допущения, которые использовал Максвелл при трактовке магнитного вращения света были таковы, что их с трудом можно было обосновать; но поскольку само исследование в целом основывалось на

[1]См. стр. 232.

[2]Эту форму шесть лет спустя предложил Фитцджеральд *Phil. Trans.* CLXXI (1880), с. 691; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 45.

правильных динамических принципах, а его выводы гармонировали с результатами опытов, оно смогло привести к более хорошим объяснениям, которые впоследствии создали его последователи. В 1879 году, когда Максвелл умер, не прожив и 49 лет, много еще оставалось сделать как в этом, так и в других исследованиях, с которыми связано его имя; и усилия следующего поколения были направлены, главным образом, на то, чтобы расширить и усовершенствовать концепцию электрических и оптических явлений, происхождение которой абсолютно точно указано в ее названии — *теория Максвелла.*

Глава 9
Модели эфира

Первые попытки У. Томсона и Максвелла представить электрическую среду с помощью механических моделей открыли новое поле для исследований, к которому ученых притягивала как свойственная ему привлекательность, так и важная услуга, которую оно могло оказать физической теории. Казалось, существует возможность объяснить силы электричества, магнетизма и тяготения действием промежуточного эфира.

Некоторые из вышеописанных моделей (например, модели, описанные в научном труде Томсона[1] от 1847 года и в научном труде Максвелла[2] от 1861–2 гг.) приписывают электрической силе и электрическому току линейный характер, а магнетизму — вращательный характер; другие (например, модель, созданная Максвеллом в 1855 году[3] и впоследствии расширенная Гельмгольцем[4]) — рассматривают магнитную силу как линейное, а электрический ток как вращательное явление. Это отличие приводит к естественному разделению моделей на две главные группы.

Даже в пределах первой группы уже проявилось разнообразие моделей; так как в аналогии Максвелла от 1861–2 гг. считается, что непрерывное вихревое движение происходит около линий магнитной индукции; тогда как в аналогии Томсона векторный потенциал сравнивается со смещением в упругом твердом теле, так что магнитная индукция в любой точке была бы представлена поворотом объемного элемента твердого тела из его положения равновесия; или, в символах,

$$\mathbf{a} = \mathbf{e}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \operatorname{rot}\mathbf{e},$$

где $\mathbf{a}$ обозначает векторный потенциал, $\mathbf{E}$ — электрическую силу, $\mathbf{B}$ — магнитную индукцию, а $\mathbf{e}$ — упругое смещение.

---

[1] См. стр. 290.
[2] См. стр. 295.
[3] См. стр. 290.
[4] См. стр. 293.

Первый научный труд Томсона завершался уведомлением о его намерении возобновить это исследование в другой работе. Свою цель он осуществил только в 1890 году, когда[1] сумел показать, что в его модели линейный ток можно представить отрезком бесконечного шнура, имеющего то же качество, что и твердое тело, и вставленного в это твердое тело, если к этому шнуру равномерно по всей длине контура приложить тангенциальную силу. Приложенные таким образом тангенциальные силы создают тангенциальную тягу, которая действует на окружающее твердое тело; и вызванное тем самым вращательное смещение во всех точках пропорционально магнитному вектору.

С целью представления эффекта изменяющейся проницаемости Томсон отказался от упругого твердого тела обыкновенного типа и заменил его эфиром типа эфира МакКулага; то есть идеальным несжимаемым веществом, не обладающим жесткостью обыкновенного вида (т. е. упругим сопротивлением изменению формы), но способным к сопротивлению абсолютному вращению — свойством, которое назвали *гиростатической жесткостью*. Поскольку вращение твердого тела представляет магнитную индукцию, а коэффициент гиростатической жесткости обратно пропорционален проницаемости, нормальная составляющая магнитной индукции будет непрерывна по всей поверхности раздела, какой она и должна быть[2].

Выше мы уже видели, что в моделях такого типа электрическая сила представлена скоростью поступательного движения среды. Значит, можно было ожидать, что сильное электрическое поле оказывало бы ощутимое влияние на скорость распространения света; и то, что этого не происходит[3], — аргумент против адекватности этой схемы.

Обратимся теперь к альтернативной концепции, в которой электрические явления рассмотрены как вращательные, а магнитная сила представлена линейной скоростью среды; в символах

$$\begin{cases} \frac{1}{c}\mathbf{D} = \operatorname{rot}\mathbf{e}, \\ \mathbf{H} = \dfrac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}, \end{cases}$$

[1]Кельвин *Math. and Phys. Papers*, III, с. 436.

[2]Томсон склонялся к убеждению (*Papers*, III, с. 465.) о том, что свет можно правильно представить колебательным движением такого твердого тела.

[3]Уилберфорс *Trans. Camb. Phil. Soc.* XIV (1887), с. 170; Лодж *Phil. Trans.* CLXXXIX (1897), с. 149.

где **D** обозначает электрическое смещение, **H** — магнитную силу, а **e** — смещение среды. В научном труде Максвелла от 1855 года и в большинстве последующих его работ внимание, главным образом, было направлено на магнитные поля постоянного, или, во всяком случае, неколебательного характера; в таких полях движение частиц среды является непрерывно поступательным, поэтому неудивительно, что эту среду считали жидкостью.

Сам Максвелл, как мы уже видели[1], впоследствии отказался от этой концепции в пользу той, которая представляет магнитные явления как явления вращательного характера. «Согласно Амперу и всем его последователям, — писал он в 1870 году[2], — электрические токи следует рассматривать как виды поступательного движения, а магнитную силу как зависящую от вращения. Я вынужден согласиться с этим мнением, потому что электрический ток связан с электролизом и другими примерами, в поступательном движении которых сомневаться не приходится, тогда как магнетизм ассоциируется с вращением плоскости поляризации света». Но другая аналогия казалась слишком ценной, чтобы полностью ее отбросить, особенно когда в 1858 году Гельмгольц расширил ее[3], показав, что если магнитную индукцию сравнить со скоростью жидкости, то электрические токи соответствуют вихревым нитям в жидкости. Два года спустя Кирхгоф[4] развил эту концепцию. Если такая аналогия имеет хоть какое-то динамическое значение (в противоположность простому кинематическому), то очевидно, что пондеромоторные силы между металлическими кольцами, проводящими электрические токи, должны быть подобны пондеромоторным силам между этими же кольцами, погруженными в бесконечную несжимаемую жидкость; причем движение этой жидкости таково, что ее циркуляция через отверстие каждого кольца пропорциональна силе электрического тока в соответствующем кольце. В целях разрешения этого вопроса Кирхгоф попытался решить и решил гидродинамическую задачу движения двух тонких жестких колец в несжимаемой жидкости, в которой отсутствует трение и которая находится в невращательном движении. Он обнаружил, что силы, действующие между кольцами, численно

[1]См. стр. 295.

[2]*Proc. Lond. Math. Soc.* III (1870), с. 224; Максвелл *Scientific Papers*, II, с. 263.

[3]См. стр. 293.

[4]*Berlin Monatsb.* (1869), с. 881; *Journal für Math.* LXXI (1869), с. 263; Кирхгоф *Gesamm. Abhandl.*, с. 404. См. также К. Нейман *Leipzig Berichte*, XLIV (1892), с. 86.

равны силам, которые кольца прикладывали бы друг к другу, если бы их пересекали электрические токи, пропорциональные циркуляции жидкости.

Однако между этими двумя случаями существует важное отличие, которое впоследствии исследовал Томсон, продолжавший эту аналогию в нескольких научных трудах[1]. Чтобы представить магнитное поле с помощью консервативной динамической системы, допустим, что она состоит из нескольких колец, сделанных из материала с идеальной проводимостью, в которых циркулируют электрические токи, причем окружающей средой является свободный эфир. Любое идеально проводящее тело ведет себя как непроницаемый барьер для магнитных силовых линий; поскольку, как показал Максвелл[2], при помещении в магнитное поле идеального проводника на его поверхности индуцируются электрические токи, так что полная магнитная сила внутри проводника становится равной нулю[3]. Таким образом, силовые линии отклоняются телом точно так же, как линии потока несжимаемой жидкости отклонялись бы препятствием такой же формы или как линии течения электрического тока в однородной проводящей массе отклонялись бы при введении тела такой формы, обладающего бесконечным сопротивлением. Тогда, если мы для простоты рассмотрим два идеально проводящих кольца с токами, то силовые линии, которые изначально связаны с кольцом, не могут освободиться от этой связи, а новые линии не могут в нее вступить. Это означает, что общее количество магнитных силовых линий, проходящих через отверстие каждого кольца, неизменно. Если коэффициенты самоиндукции и взаимной индукции обозначить за L_1, L_2, L_{12}, то электрокинетическую энергию системы можно представить как

$$T = \frac{1}{2}(L_1 q_1^2 + 2L_{12} q_1 q_2 + L_2 q_2^2),$$

где q_1 q_2 обозначают силы токов; а условие о том, что количество силовых линий, связанных с каждым контуром, должно оставаться неизменным, дает уравнения

$$L_1 q_1 + L_{12} q_2 = \text{const},$$
$$L_{12} q_1 + L_2 q_2 = \text{const}.$$

[1]Томсон *Papers on Elect. and Mag.*, §§573, 733, 751 (1870–2).

[2]Максвелл *Treatise on Elect. and Mag.*, §654.

[3]По этой причине У. Томсон назвал идеальный проводник *идеальным экстремальным диамагнетиком*.

Очевидно, что при рассмотрении системы с позиций общей динамики электрические токи следует рассматривать как обобщенные скорости, а величины

$$(L_1q_1 + L_{12}q_2) \quad \text{и} \quad (L_{12}q_1 + L_2q_2)$$

как импульсы. Электромагнитная пондеромоторная сила, действующая на кольца и стремящаяся увеличить любую координату x равна $\partial T/\partial x$. В аналогичной гидродинамической системе скорость жидкости соответствует магнитной силе; а следовательно, циркуляция через каждое кольцо (которая по определению является интегралом $\int vds$, взятым один раз по кольцу) кинематически соответствует электрическому току; а поток жидкости через каждое кольцо соответствует количеству магнитных силовых линий, проходящих через отверстие кольца. Однако в гидродинамической задаче циркуляции играют роль обобщенных импульсов, а потоки жидкости через кольца — роль обобщенных скоростей. Тогда кинетическую энергию можно выразить в форме

$$K = \frac{1}{2}(N_1\kappa_1^2 + 2N_{12}\kappa_1\kappa_2 + N_2\kappa_2^2),$$

где κ_1, κ_2 обозначают циркуляции (так что κ_1 и κ_2 пропорциональны относительно q_1 и q_2), N_1, N_{12}, N_2 зависят от положений колец. Однако это гамильтонова (в противоположность лагранжевой) форма энергетической функции[1], и действующая на кольца пондеромоторная сила, которая стремится увеличить любую координату x, равна $-\partial K/\partial x$. Поскольку $\partial K/\partial x$ равна $\partial T/\partial x$, мы видим, что пондеромоторные силы, действующие на кольца в любом положении в гидродинамической системе, равны пондеромоторным силам, действующим на кольца в электрической системе, *но имеют противоположное направление.*

Причину отличия этих двух случаев понять несложно. Кольца не могут пройти через магнитные силовые линии в одной системе, но могут пройти через линии потока в другой; следовательно, поток жидкости через кольца — величина не постоянная, и изменяется при движении колец, причем инвариантами в гидродинамической системе являются циркуляции. Если тонкое кольцо, для которого циркуляция равна нулю, ввести в жидкость, оно не будет подвергнуто действию

[1]См. Уиттекер *Analytical Dynamics*, §109.

пондеромоторных сил; но, если кольцо, изначально не проводящее ток, внести в магнитное поле, оно будет испытывать действие пондеромоторных сил, созданных электрическими токами, индуцированными в нем его движением.

Несмотря на несовершенство этой аналогии, она не лишена интереса. Стержневой электромагнит, эквивалентный току, циркулирующему в намотанном вокруг него проводе, можно сравнить (как заметил У. Томсон) с прямой трубкой, погруженной в идеальную жидкость, которая втекает в нее с одного конца и вытекает с другого, так что частицы жидкости движутся вдоль магнитных силовых линий. Если две такие трубки поместить однородными концами друг к другу, они притягиваются; если их поместить разнородными концами, они отталкиваются. Таким образом, направление сил диаметрально противоположно направлению магнитных сил; но в других отношениях законы взаимодействия между этими трубками и между магнитами остаются абсолютно одинаковыми[1].

[1]Математический анализ в этом случае очень прост. Узкую трубку, через которую течет вода, можно рассматривать как эквивалент устройства, состоящего из источника на одном конце трубки, и стока — на другом. Тогда задачу можно свести к рассмотрению стоков в бесконечной жидкости. Если в такой жидкости присутствуют два стока с силами m и m', то потенциал скорости равен

$$m/r + m'/r',$$

где r и r' обозначают расстояния от стоков. Кинетическая энергия на единицу объема жидкости равна

$$\frac{1}{2}\rho\left[\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{m}{r}+\frac{m'}{r'}\right)\right\}^2+\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{m}{r}+\frac{m'}{r'}\right)\right\}^2+\left\{\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{m}{r}+\frac{m'}{r'}\right)\right\}^2\right],$$

где ρ — плотность жидкости. Отсюда несложно увидеть, что полная энергия жидкости, когда два стока находятся на расстоянии l друг от друга, превышает полную энергию, когда эти стоки находятся на бесконечном расстоянии друг от друга, на величину

$$\rho m m' \iiint \left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right)\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r'}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r}\right)\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r'}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r'}\right)\right\} dx\,dy\,dz,$$

причем интегрирование происходит по всему объему жидкости, за исключением двух небольших сфер s, s', окружающих стоки. По теореме Грина это выражение сводится к

$$\rho m m' \iint \frac{1}{r'}\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{r}\right) dS,$$

где интеграл берется по s и s', а n обозначает внутреннюю нормаль к s или s'. Интеграл, взятый по s', исчезает; вычисляя оставшийся интеграл, мы имеем

$$-\frac{\rho m m'}{l}\iint \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\right) dS \quad \text{или} \quad 4\pi\rho m m'/l.$$

Более того, Томсон исследовал[1] пондеромоторные силы, действующие между двумя твердыми телами, погруженными в жидкость, когда одно из тел вынуждено совершать небольшие колебания. Если, например, небольшая сфера, погруженная в несжимаемую жидкость, вынуждена совершать колебания вдоль линии, соединяющей ее центр с центром гораздо большей сферы, которая свободна, то свободная сфера будет притягиваться, если ее плотность больше плотности жидкости; если же ее плотность меньше плотности жидкости, то она будет отталкиваться или притягиваться в зависимости от того, является ли отношение ее расстояния от колеблющейся сферы к ее радиусу больше или меньше определенной величины, которая зависит от отношения ее плотности к плотности жидкости. Впоследствии всестороннее исследование систем такого рода провел К. А. Бьеркнес[2]. Бьеркнес показал, что две сферы, погруженные в несжимаемую жидкость и регулярно пульсирующие (т. е. изменяющиеся в объеме), испытывают взаимное притяжение (передающееся через жидкость), которое определяется законом обратных квадратов, если их пульсации находятся в одной фазе, и взаимное отталкивание, тоже определенное законом обратных квадратов, если фазы пульсаций отличаются на полупериод. Если фазы пульсаций отличаются на четверть периода, то действия не происходит. Необходимо принять, что среда несжимаема, так что все пульсации распространяются мгновенно; иначе притяжения изменялись бы на отталкивания и наоборот на расстояниях, превышающих четверть длины волны[3]. Если сферы не пульсируют, а совершают поступательные колебания

Следовательно, энергия жидкости больше, когда стоки сил m, m' находятся на расстоянии l друг от друга, чем когда они находятся на бесконечном расстоянии друг от друга, на величину $4\pi\rho mm'/l$. Поскольку, в случае с трубками, величины m соответствуют потокам жидкости, это выражение соответствует форме кинетической энергии Лагранжа; а следовательно, сила, стремящаяся увеличить координату x одного из стоков, равна $(\partial/\partial x)(4\pi\rho mm'/l)$. Отсюда видно, что *однородные* концы двух трубок *притягиваются*, а разнородные — *отталкиваются*, согласно закону обратных квадратов.

[1]См. Ф. Гатри *Phil. Mag.* XLI (1871), с. 405, особенно письмо Томсона Гатри, датированное 24 ноября 1870 года, напечатанное на с. 427.

[2]*Repertorium d. Mathematik* I (Лейпциг, 1877), с. 268; *Göttinger Nachrichten* (1876), с. 245; *Comptes Rendus*, LXXXIV (1877), с. 1375; ср. *Nature*, XXIV (1881), с. 360; ср. также Г. Витте *Ann. d. Phys.* XXX (1909), с. 337, с ответом В. Бьеркнеса ibid. XXXI (1910), с. 312, и следующее примечание Витте ibid. XXXII (1910), с. 382.

[3]О математической теории силы между двумя пульсирующими сферами в жидкости см. В. М. Хикс *Proc. Camb. Phil. Soc.* III (1879), с. 276; IV (1880), с. 29.

по прямым линиям около своего среднего положения, силы, действующие между ними, пропорциональны по величине, одинаковы по направлению, но противоположны по знаку, силам, действующим между двумя магнитами, ориентированными вдоль направлений колебания[1].

Результаты, полученные Бьеркнесом, А. Г. Лихи[2] распространил на случай с двумя сферами, пульсирующими в упругой среде, приняв, что длина волны возмущения велика по сравнению с расстоянием между сферами. Для этой системы были получены результаты, обратные результатам Бьеркнеса: закон притяжения теперь действует в случае с разнородными фазами, а закон притяжения — в случае с однородными фазами; интенсивность же, как и в предыдущем случае, обратно пропорциональна квадрату расстояния.

Этот же автор впоследствии изучил[3] колебания, которые может создавать в упругой среде смещение, в направлении касательной к поперечному сечению, поверхностей трубок с небольшой площадью поперечного сечения: трубки либо образуют замкнутые кривые, либо неопределенно расширяются в обоих направлениях. Направление и условия движения в общем аналогичны обыкновенным вихревым движениям в несжимаемой жидкости; и Лихи показал, что, если период колебания таков, что длина созданных волн велика по сравнению с обыкновенными конечными расстояниями, то смещение, вызванное тангенциальными возмущениями, пропорционально скорости, соответствующей вихревым кольцам той же формы, что и трубчатые поверхности. Один из этих «колебательных поворотов», как можно назвать трубчатые поверхности, создает смещение, аналогичное магнитной силе, вызванной током, который течет в кривой, совпадающей с этой трубкой. Сила тока пропорциональна $b^2\omega \sin pt$, где b — радиус поворота, а $\omega \sin pt$ — его угловое смещение. Если колебательное поле исследует прямолинейный поворот, период которого равен периоду колебания, на поворот будет действовать сила, расположенная перпендикулярно плоскости, содержащей поворот

[1] Корн основал теорию тяготения на допущении о том, что притягивающиеся частицы напоминают слегка сжимаемые сферы, погруженные в несжимаемую идеальную жидкость; сферы совершают пульсации, интенсивность которых соответствует массе притягивающихся частиц, из-за чего между ними создаются силы, подобные силам Ньютона. См. Корн *Eine Theorie der Gravitation und der elect. Erscheinungen*, Берлин, 1898 г.

[2] *Trans. Camb. Phil. Soc.* XIV (1884), с. 45.

[3] *Trans. Camb. Phil. Soc.* XIV (1885), с. 188.

и направление смещения, которое произошло бы, если бы поворот убрали. Если смещение среды представить как $F \sin pt$, а угловое смещение поворота как $\omega \sin pt$, то величина силы будет пропорциональна векторному произведению F (в направлении смещения) и ω (в направлении оси поворота).

Очевидно, что на основе этих результатов можно построить модель магнитного действия. Стержневой электромагнит следует рассматривать как совершающий тангенциальные колебания в направлении, параллельном оси тела. Поверхность цилиндрического тела, проводящего ток, тоже будет совершать тангенциальные колебания; но в этом случае колебания будут направлены перпендикулярно оси цилиндра. С другой стороны, статически наэлектризованное цилиндрическое тело, как следует из более ранней работы этого же автора, можно рассматривать как аналог тела, поверхность которого совершает колебания в направлении нормали. Лармор[1] предложил объяснение притяжения между электронами, если они пустые и имеют собственные периоды колебаний в жидкостном эфире. Это объяснение являлось следствием гидродинамической теории пульсаций Бьеркинса.

К настоящему моменту мы рассмотрели модели, в которых магнитная сила представлена как скорость в жидкости, и модели, в которых она представлена как смещение в упругом твердом теле. За несколько лет до научного труда Лихи Джордж Фрэнсис Фитцджеральд (1851–1901)[2] ввел сравнение магнитной силы со скоростью в квазиупругом твердом теле типа, который первым создал МакКулаг[3]. Из всех возможных типов эфира только этот эфир мог распространять волны, обладающие свойствами световых волн; и аналогия с электромагнитной теорией света становится очевидной сразу же, когда замечаешь, что электромагнитному уравнению

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \operatorname{rot} \mathbf{H}$$

в равной степени удовлетворяют величины

$$\begin{cases} \frac{1}{c}\mathbf{D} = \operatorname{rot} \mathbf{e}, \\ \mathbf{H} = \dfrac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}, \end{cases}$$

[1] *Phil. Trans.* CLXXXVI (1895), с. 697.

[2] *Phil. Trans.* CLXXI (1880), с. 691 (представлен в октябре 1878 года); Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 45.

[3] См. стр. 175.

где $\mathbf{e}$ обозначает любой вектор; и что, подставляя эти величины в другое электромагнитное уравнение,

$$-c\,\mathrm{rot}(\mathbf{D}/\varepsilon) = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

мы получаем уравнение

$$\varepsilon\frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} + c^2\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{e} = 0,$$

которое есть ничто иное, как уравнение движения эфира МакКулага[1], где диэлектрическая проницаемость ε соответствует величине, обратной постоянной упругости МакКулага. В составленной таким образом аналогии электрическое смещение соответствует повороту объемных элементов эфира, а электрический заряд, очевидно, должен быть представлен как внутреннее вращательное натяжение. Таким образом, оказалось возможным расширить свойства эфира так, чтобы представить не только оптические явления, но и все виды магнитного и электрического взаимодействия. Механические модели электромагнитного поля, основанные на аналогии Фитцджеральда, впоследствии изучили А. Зоммерфельд[2], Р. Рейф[3] и сэр Дж. Лармор[4]. Последний автор[5] предположил, что электрический заряд существует в форме дискретных электронов, для создания которых он предложил следующий идеальный процесс[6]. Предполагается, что эфирная нить, оканчивающаяся на двух ядрах, убирается, и циркулярное движение передается стенкам канала, которые образованы на каждой точке ее длины так, чтобы создать вращательное натяжение во всей среде. После этого канал должен снова наполниться эфиром, который должен полностью слиться с его стенками. При снятии со стенок канала ограничивающих условий циркуляция, наложенная на них, продолжает уничтожать себя до тех пор, пока эта тенденция не уравновесится упругим сопротивлением эфира, которым заполнен канал. Таким образом, в конце концов, система приходит в состояние равновесия,

[1]См. стр. 175.

[2]*Ann. d. Phys.* XLVI (1892), с. 139.

[3]Рейф *Elasticität und Elektricität*, Фрайбург, 1893.

[4]*Phil. Trans.* CLXXXV (1893), с. 719.

[5]В приложении, датированном августом 1894 года, к вышепроцитированному научному труду от 1893 года.

[6]*Phil. Trans.* CLXXXV (1894), с. 810; CXC (1897), с. 210; Лармор *Aether and Matter* (1900), с. 326.

в котором ядра, соответствующие положительному и отрицательному электронам, окружены внутренним вращательным натяжением. Согласно этому взгляду, электроны, а следовательно, и все материальные тела, созданные из них, имеют ту же природу, что и эфирные структуры, включающие атмосферу эфирного натяжения, которая их окружает; действие на расстоянии аннулировано. «Необходимо всего лишь, — сказал Лармор[1], — постулировать свободную подвижность ядра в эфире. Этот постулат определенно является гипотетическим, но не таким уж неразумным, потому что вращательный эфир обладает свойствами идеальной жидкостной среды, за исключением того, что касается дифференциально вихревых движений, а потому он не будет реагировать на движение в нем любой структуры, кроме разве что случая с явным изменением инерции». «Если, — сказал он где-то еще[2], — электрон — это всего лишь пассивный полюс — своего рода узловая точка — в эфире, который определяется и полностью управляется окружающим его эфиром, так же как вихревое кольцо определяется жидкостью, в которой оно существует и которая его увлекает за собой, то, как и в известной гидродинамике вихрей, движение эфира определяет движение абсолютно пассивных электронов, а необходимость представления силы, действующей между ними и эфиром отпадает».

Однако модели, в которых магнитная сила представлена скоростью движения эфира, не застрахованы от критики. Необходимо допустить, что эфир в невращательном движении способен течь как идеальная жидкость (что соответствовало бы постоянному магнитному полю), и в то же самое время он обладает способностью (которая необходима для объяснения электрических явлений) сопротивляться вращению любого объемного элемента[3]. Но при невращательном движении эфира, соответствующем постоянному магнитному полю, каждый объемный элемент, вследствие этого движения, по

[1] *Brit. Ass. Rep.* (1900), с. 626.

[2] *Phil. Mag.* VII (1904), с. 621.

[3] Лармор (loc. cit.) предложил аналогию с жидкостью, наполненной магнитными молекулами, которые находятся под действием внешнего магнитного поля.

Против математической концепции идеальной жидкости часто возражали, что она не может гарантировать отсутствие скольжения между соседними слоями, так что обычному допущению о непрерывности идеальной жидкости нет доказательства. Лармор заметил, что вращательная упругость, которую приписывают выше рассмотренной среде, предоставляет именно такую гарантию, и что невозможно представить непрерывную жидкость, в которой отсутствует трение, без какого-то свойства подобного рода.

прошествии конечного времени приобретает вращательное смещение из своей исходной ориентации; и следовательно, можно ожидать, что будет приведена в действие квазиупругая сила сопротивления вращению, т. е. что постоянное магнитное поле создаст электрические явления[1].

Следующий аргумент против всех моделей, в которых магнитная сила соответствует скорости, состоит в том, что сильное магнитное поле, которое в таких моделях представлено постоянным дрейфом эфира, вероятно будет воздействовать на скорость распространения света. Однако, существование такого эффекта, видимо, опроверг своими опытами сэр Оливер Лодж[2]; за исключением допущения о том, что эфир обладает инерцией, по крайней мере, того же порядка, что и инерция весомой материи, но тогда движение было бы слишком медленным, чтобы его можно было измерить.

Свидетельство в пользу вращательного характера магнитных явлений, в противоположность линейному, в целом, усилилось с того времени, когда Томсон первоначально основал свой вывод на магнитном вращении света. Это приводит нас к рассмотрению экспериментального открытия.

В 1879 году Эдвин Г. Холл[3], который в то время был студентом в Балтиморе, повторяя опыт, который первоначально предложил Г. А. Роуланд, заметил новое действие магнитного поля на электрические токи. Полоску золотой фольги, закрепленную на стекле, образующем часть электрической цепи, в которой протекает ток, он поместил между полюсами электромагнита так, что плоскость полоски была расположена перпендикулярно магнитным силовым линиям. Затем два полюса чувствительного гальванометра он соединял с разными частями полоски, пока не нашлось две точки с одинаковым потенциалом. При создании или разрушении магнитного поля наблюдалось отклонение стрелки гальванометра, которое указывало на изменение относительного потенциала двух полюсов. Таким образом, было показано, что магнитное поле создает в полоске золотой фольги новую электродвижущую силу, перпендикулярную исходной

[1]Во избежание этого Лармор предложил принять, что вращение, которому сопротивляется объемный элемент эфира, — это векторная сумма ряда дифференциальных вращений, которые он испытал.

[2]*Phil. Trans.* CLXXXIX (1897), с. 149.

[3]*Am. Jour. Math.* II (1879), с. 287; *Am. J. Sci.* XIX (1880), с. 200 и XX, с. 161; *Phil. Mag.* IX (1880), с. 225 и X, с. 301.

электродвижущей и магнитной силам, и пропорциональную произведению этих сил[1].

С точки зрения физики, можно рассматривать эффект Холла как дополнительную электродвижущую силу, образованную действием на ток магнитного поля; или, в качестве альтернативы, ее можно рассматривать как модификацию омического сопротивления металла, которая образовалась бы, если бы молекулы металла принимали геликоидальную структуру вокруг магнитных силовых линий. С последней точки зрения, достаточно всего лишь изменить закон Ома

$$\mathbf{S} = k\mathbf{E}$$

(где $\mathbf{S}$ обозначает электрический ток, k — удельную проводимость, а $\mathbf{E}$ — электрическую силу) так, чтобы он принял вид

$$\mathbf{S} = k\mathbf{E} + h[\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}],$$

где $\mathbf{H}$ обозначает приложенную магнитную силу, а h — постоянную, от которой зависит величина явления Холла. Любопытным обстоятельством является то, что появление в законе Ома, в случае с намагниченными телами, дополнительного слагаемого, образованного векторным произведением $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, было явно предложено в *Treatise* Максвелла[2]; хотя Максвелл не указал на возможность реализации этого слагаемого с помощью опыта Холла.

Интересное применение открытию Холла нашел в том же году Больцман[3], который заметил, что оно дает перспективу определения абсолютной скорости электрических зарядов, которые переносят ток в полоске. Поскольку, если допустить, что движется только один род электричества (стеклянное или смоляное), то сила, которая действует на один из зарядов, стремясь сместить его к одной стороне полоски, будет пропорциональна векторному произведению его скорости и магнитной интенсивности. Если принять, что явление Холла есть следствие этого стремления зарядов двигаться к одной стороне полоски, то становится очевидно, что искомая скорость должна

[1] Оливер Лодж в 1870-х гг. проводил опыты с течением электричества в металлическом листе и был очень близок к открытию эффекта Холла; но прочел в *Electricity and Magnetism* Максвелла (том II, §501): «Следует помнить, что механическая сила, действующая на проводник, несущий ток через магнитные силовые линии, действует не на электрический ток, а на проводник, который его переносит»; что удержало его от проведения решающего опыта.

[2] §303. Ср. Хопкинсон *Phil. Mag.* X (1880), с. 430.

[3] *Wien. Anz.* XVII (1880), с. 12; *Phil. Mag.* IX (1880), с. 307.

быть пропорциональна величине электродвижущей силы Холла, созданной единичным магнитным полем. На основе этого рассуждения А. фон Эттингсхаузен[1] нашел, что скорость тока, переданного одним из двух элементов Даниэля через полоску золотой фольги, равна порядка 0,1 см/сек. Однако, ясно, что если ток состоит из стеклянных и смоляных зарядов, которые движутся в противоположных направлениях, то аргумент Больцмана становится неадекватным, так как два рода электричества дали бы два разных направления тока в явлении Холла.

В год, последовавший за его открытием, Холл[2] продолжил свои исследования в другом направлении, изучая, нарушает ли магнитное поле распределение эквипотенциальных линий в диэлектрике, находящемся в электрическом поле; но никакого эффекта он не увидел[3]. Согласно теории, подобного эффекта, действительно[4], не следовало ожидать; поскольку, когда в материальной системе все скорости меняют направление движения на обратное, движение становится обратным, то под этим понимается, что, в применении этой теоремы к теории электричества, электростатическое состояние следует рассматривать как состояние покоя, а ток — как явление движения; и если такое изменение движения на обратное произвести в настоящей системе, полюса электромагнита поменяются, а в диэлектрике изменений не произойдет.

Теперь следует рассмотреть, как эффект Холла связан с вопросом о том, является ли магнетизм явлением вращательного или линейного характера[5]. Если магнетизм линеен, электрические токи должны быть вращательными, а если допустить, что явление Холла происходит в горизонтальной полоске металла, причем магнитная сила направлена вертикально вверх, а первичный ток течет в горизонтальном направлении с севера на юг, то из всех геометрических категорий задействованы только вертикальное направление и вращение в западно-восточной вертикальной плоскости. Эти категории безразличны к вращению в северо-южной вертикальной плоскости, так что

---

[1]*Ann. d. Phys.* XI (1880), стр. 432, 1044.

[2]*Amer. Jour. Sci.* XX (1880), с. 164.

[3]В 1885–6 гг. Э. ван Обель (*Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique* [3], X, с. 609; XII, с. 280) повторил это исследование в усовершенствованной форме и подтвердил результат о том, что магнитное поле не влияет на электростатическую поляризацию диэлектриков.

[4]Л. Г. Лоренц *Arch. Neerl.* XIX (1884), с. 123.

[5]Ф. Колачек *Ann. d. Phys.* LV (1895), с. 503.

в физическом окружении системы нет ничего, что определяло бы в каком направлении потечет вторичный ток. Следовательно, гипотеза линейности магнетизма, видимо, не согласуется с существованием эффекта Холла[1]. Однако, некоторые соображения можно выдвинуть и с другой стороны. Эффект Холла, как и магнитное вращение света, происходит только в весомых телах, но не в свободном эфире; иногда он направлен в одну сторону, иногда — в другую, в зависимости от природы вещества. Следовательно, может возникнуть сомнение в том, что эти явления носят вторичный характер и что основанный на них аргумент несостоятелен. Более того, как заметил Фитцджеральд[2], магнитные силовые линии, связанные с системой токов, являются вихревыми и не имеют свободных концов, что усложняет представление о том, как можно создать в них изменение вращения.

Ни одна из до сих пор рассмотренных различных попыток представить электрические и магнитные явления с помощью движений и натяжений непрерывной среды не была лишена недостатков[3]. Прежде чем перейти к рассмотрению моделей, образованных не непрерывной средой, следует упомянуть о предложении, которое сделал Риман в своих лекциях[4] от 1861 года. Риман заметил, что скалярный потенциал φ и векторный потенциал $\mathbf{a}$, которые соответствуют его собственному закону силы между электронами, удовлетворяют уравнению

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + c\,\mathrm{div}\,\mathbf{a} = 0;$$

уравнению, которому, как мы уже видели, удовлетворяют и потенциалы Л. Лоренца[5]. Риман счел, что это говорит о том, что φ может представлять плотность эфира, скорость которого представлена $c\mathbf{a}$. Мы увидим, что, согласно этой гипотезе, электрические и магнитные силы соответствуют *вторым* производным смещения. Это обстоятельство создает некоторые сложности при сравнения энергии, которой обладает электромагнитное поле, с энергией модели.

[1]Другое свидетельство в пользу гипотезы о том, что линейными являются именно электрические явления, дает факт наличия пироэлектрических эффектов (создание электрической поляризации с помощью нагревания) исключительно в кристаллах без центра симметрии. Ср. М. Абрагам *Encyklopädie der math. Wiss.* IV (2), с. 43.

[2]Ср. Лармор *Phil. Trans.* CLXXXV (1894), с. 780.

[3]Ср. Г. Витте *Ueber den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen*, Берлин, 1906.

[4]Которые после его смерти опубликовал К. Хаттендорф под заголовком *Schwere, Elektricität, und Magnetismus* (1875), с. 330.

[5]См. стр. 319.

Теперь следует рассмотреть те модели, в которых эфир представлен состоящим из нескольких видов составляющих: среди них типичной можно считать модель Максвелла 1861–2 гг., образованную вихрями и катящимися частицами. Другой механизм этого же класса описал в 1885 году Фитцджеральд[1]. Он составлен из нескольких колес, которые свободно вращаются на осях, перпендикулярно закрепленных на плоской доске. Оси установлены на пересечениях двух систем перпендикулярных линий, и каждое колесо связано с каждым из четырех соседних колес резиновым ремнем. Таким образом, все колеса могут вращаться, не создавая натяжения в системе, при условии, что они имеют одинаковую угловую скорость; но, если бы некоторые колеса вращались быстрее других, то в резиновых ремнях возникало бы натяжение. Очевидно, что колеса в этой модели играют такую же роль, как вихри в модели Максвелла 1861–2 гг.: их вращение аналогично магнитной силе; а область, где массы колес велики, соответствует области с высокой магнитной проницаемостью. Резиновые ремни модели Фитцджеральда соответствуют среде, в которую вкраплены вихри Максвелла, а натяжение на ремнях представляет диэлектрическую поляризацию, причем линия, соединяющая натянутую и ненатянутую стороны ремня, является направлением смещения. Тело с большой диэлектрической проницаемостью было бы представлено областью с небольшой упругостью ремней. Наконец, проводимость можно представить скольжением ремней по колесам.

Такая модель может передавать колебания, аналогичные световым. Поскольку, если внезапно запустить любую группу колес, то колеса, которые находятся рядом, не смогут начать движение немедленно из-за инерции; но через некоторое время вращение будет сообщено соседним колесам, которые передадут его своим соседям; таким образом в среде будет распространяться волна движения. Легко увидеть, что движение, создающее волну, направлено в плоскости волны, т. е. колебание является поперечным. Оси вращения колес расположены перпендикулярно направлению распространения волны, а направление поляризации ремней перпендикулярно обоим этим направлениям.

---

[1] *Scient. Proc. Roy. Dublin Soc.* IV (1885), с. 407; *Phil. Mag.* XIX (1885), с. 438; Фитцджеральд *Scientific Writings*, стр. 142, 157.

Упругие ремни можно заменить лесками[1]; если это сделать, то энергия системы будет полностью кинетической[2].

Кроме вышеупомянутых типов моделей, предлагались модели, включающие идею *вихревого движения*. Одним из величайших достижений Гельмгольца было то, что в 1858 году он открыл[3], что вихревые кольца в идеальной жидкости — это типы движения, которые обладают постоянной индивидуальностью на протяжении всех изменений и не могут быть разрушены, так что их можно рассматривать как объединяющиеся и взаимодействующие друг с другом, хотя каждый из них состоит из движения, пронизывающего всю жидкость. Энергию этой жидкости можно выразить через положения и силы этих вихрей, а из знания этих характеристик можно определить будущее поведение системы. Как показал Гельмгольц, вихревые нити взаимодействуют механически, подобно линейным электрическим контурам (но притяжение заменяется отталкиванием и наоборот), причем силы вихрей соответствуют силам токов, а скорость жидкости вблизи нитей соответствует магнитной силе. Магнитные полюса были бы представлены источниками и стоками в жидкости.

Индивидуальность вихрей навела на мысль о связи с атомной теорией материи. Как мы уже видели[4], атомную гипотезу Левкиппа и Демокрита принял Гассенди, взгляды которого, в свою очередь, оказали сильнейшее влияние на Роберта Бойля. Бойлю следует отдать честь введения понятия химического элемента, которое стало более точным, когда Антуан Лоран Лавуазье (1743–94) обнаружил, что сложные вещества, имеющие определенную индивидуальность, содержат химические элементы в постоянных соотношениях и что общая масса веществ, вступивших в химическую реакцию, остается неизменной. С физической точки зрения, Ньютон[5] показал, что газ подчинялся бы закону сжатия Бойля, если бы он состоял из частиц, отталкивающих друг друга с силами, обратно пропорциональными расстоянию между их центрами; а Даниил Бернулли[6]

---

[1]Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 271.

[2]Безусловно можно создать такие модели этого класса, в которых вращение можно интерпретировать как имеющее электрический, а не магнитный характер. Такую модель предложил Больцман, *Vorlesungen über Maxwell's Theorie* (Лейпциг, 1891–93), II.

[3]*Jour. für Math.* LV (1858), с. 25.

[4]См. стр. 31.

[5]*Principia*, II, предл. 23.

[6]*Hydrodynamica* (Страсбург, 1738), §10. См. также лекции Гука *De potentia restitutiva*, Лондон, 1678.

(1700–82) в 1738 году дал другое объяснение закона Бойля, которое предполагало, что газ состоит из маленьких упругих сфер, которые сталкиваются друг с другом: фактически, это была кинетическая теория газов. Эти химические и физические исследования завершились работой Джона Дальтона (1766–1844), который[1] доказал, что для каждого химического элемента можно найти определенное число, представляющее относительную атомную массу этого элемента[2].

Самые ранние попытки создать общую физическую теорию на основе вихревого движения сделал в 1867 году Уильям Томсон (Кельвин). Все началось с наблюдения за кольцами дыма, которые он случайно увидел в лекционной комнате своего друга П. Г. Тэта, в Эдинбургском университете. Во-первых, он использовал вихри для иллюстрации свойств не светоносной среды, а весомой материи и указал, что если[3] атомы материи состоят из вихревых колец в идеальной жидкости, то можно тотчас объяснить сохранение материи. Взаимодействие атомов можно проиллюстрировать поведением колец дыма, которые, приблизившись друг к другу, отскакивают; а спектроскопические свойства материи можно объяснить тем, что вихревые кольца имеют периоды собственных колебаний[4].

Другой сильной стороной гипотезы вихревых атомов было то, что она, казалось, проливает свет на способ распространения тя-

---

[1] В работе, прочитанной Манчестерскому философскому обществу в 1803 году (*Mem. Manchester Phil. Soc.* I [1805], с. 271) и в его *New System of Chemical Philosophy* (1808).

[2] Ср. Курд Лассвиц *Geschichte der Atomistik vom Mittelalter bis Newton*, Гамбург, 1890, П. Кирхбергер *La theorie atomique, son histoire et son developpement*, Париж, 1930.

[3] *Phil. Mag.* XXXIV (1867), с. 15; *Proc. R. S. Edin.* VI, (1869) с. 94.

[4] В 1883 году Дж. Дж. Томсон (*Phil. Mag.* XV [1883], с. 427) попытался объяснить явление электрического разряда в газах с помощью теории вихревых атомов. Атомы газа представили в виде вихревых колец: тогда комбинация двух атомов, образующих молекулу, соответствует объединению или сдваиванию двух вихревых колец. Это явление уже давно было известно из опытов, а сам Томсон исследовал его с точки зрения математики. Теперь допустим, что в электрическом поле находится некоторое количество газа. Электрическое поле он представил распределением скорости в среде, вихревое движение которой составляют атомы газа: возмущение, вызванное этим распределением скорости, вызовет распад некоторых сдвоенных вихревых колец, и таким образом, становится возможной математическая теория явления проводимости в газах. Он определил условия электрического пробоя и показал, что напряженность поля, которая необходима для создания пробоя, должна уменьшаться при разрежении газа. Это исследование замечательно тем, что оно положило начало работам по проводимости разреженных газов, которые заняли огромную часть жизни Дж. Дж. Томсона и привели его к его самому великому открытию, открытию электрона.

готения, которое со времен исследований этого предмета Лапласом считалось мгновенным. Действия между двумя вихревыми кольцами в идеальной жидкости не распространяются друг от друга: они вызваны тем, что каждое вихревое кольцо сопровождается движением в жидкости, так что каждое из колец можно рассматривать как простирающееся через все пространство и включающее все остальные, так что действия происходят одновременно во всей среде. В семнадцатом веке Мичелл и Бошкович высказали свое мнение о том, что атом не имеет определенного размера: его следует воспринимать как абсолютно проницаемый и простирающийся через все пространство. Фарадей принял этот взгляд в своей работе 1864 года *Размышления о световых колебаниях*[1].

В девятнадцатом веке против вихревой теории выдвигали возражение, связанное с тем, что виртуальная инерция вихревого кольца увеличивается с увеличением энергии этого кольца. Однако этот факт укладывается в последующие открытия связи массы с энергией, а следовательно, сейчас его следует рассматривать как в высшей степени благоприятный.

Однако, устойчивость вихревых атомов вызывает сомнение. «Сейчас я уверен в том, — писал У. Томсон[2] (Кельвин) в 1905 году, — что, если в конечной порции бесконечной несжимаемой жидкости, первоначально находящейся в состоянии покоя, задать любое движение, то его уделом будет рассеяние на бесконечные расстояния с бесконечно малыми скоростями повсюду; но полная кинетическая энергия останется постоянной. После многих лет, в течение которых мне не удавалось доказать, что движение в обыкновенном вихревом кольце Гельмгольца является устойчивым, я пришел к выводу о том, что оно, в сущности, неустойчиво и что его рассеивание, как я теперь его описал, предопределено».

Гипотеза вихревых атомов была не единственным способом применения теории вихревого движения к построению моделей эфира. В 1880 году У. Томсон[3] показал, что при определенных обстоятельствах масса жидкости может существовать в состоянии, в котором порции, находящиеся в вихревом и невихревом движении, превосходно смешиваются друг с другом, так что, по большому счету, эта масса является однородной и имеет в любом ощутимом объеме рав-

[1] *Exp. Res.* III, с. 447.
[2] *Proc. R. S. Edin.* XXV (1905), с. 565.
[3] *Brit. Assoc. Rep.* (1880), с. 473.

ное количество вихревого движения во всех направлениях. Жидкость, обладающую таким типом движения, он назвал *вихревой губкой*.

Пять лет спустя Фитцджеральд[1] исследовал пригодность вихревой губки в качестве модели эфира. Поскольку завихренность в идеальной жидкости невозможно создать или разрушить, модификация системы, аналогичной электрическому полю, должна быть поляризованным состоянием вихревого движения, а свет следует представить как сообщение этого поляризованного движения от одной части среды к другой. Многие различные типы поляризации легко представить, например: если бы турбулентное движение состояло из вихревых колец, то они могли бы двигаться параллельно определенным линиям или плоскостям; или если бы оно состояло из длинных вихревых нитей, эти нити могли бы изгибаться винтом вокруг осей, параллельных данному направлению. Энергия любого поляризованного состояния вихревого движения была бы больше, чем энергия неполяризованного состояния; так что, если бы движение материи производило эффект ослабления поляризации, то существовали бы силы, стремящиеся создать это движение. Поскольку силы, созданные маленьким вихрем, изменяются как величина, обратная высокой степени расстояния от него, кажется вероятным, что в случае с двумя бесконечными плоскостями, разделенными областью поляризованного вихревого движения, силы, вызванные поляризацией между этими плоскостями, будут зависеть от поляризации, а не от расстояния между плоскостями. Это свойство является характеристическим для плоскостных распределений, элементы которых притягиваются согласно закону Ньютона.

Можно представить поляризованные формы вихревого движения, которые являются устойчивыми, пока дело касается внутренних областей среды, но стремятся отдать свою энергию для создания движения границы этой среды. Это свойство представляет параллель свойству эфира, который, находясь в равновесии, стремится передвигать погруженные в него объекты.

В том же году[2] Хикс исследовал возможность передачи волн в среде, состоящей из несжимаемой жидкости, тесно заполненной маленькими вихревыми кольцами. Длина волны возмущения считалась большой по сравнению с размерами и расстояниями между кольца-

[1]*Scient. Proc. Roy. Dublin Soc.* IV (1885), с. 407; *Scientific Writings of FitzGerald*, с. 154.

[2]*Brit. Assoc. Rep.* (1885), с. 930.

ми, а поступательное движение последней считалось настолько медленным, что очень много волн может пройти через любую волну, прежде чем ее положение заметно изменится. Такая среда, вероятно, действовала бы как жидкость для бо́льших движений. Колебание в волновом фронте могло бы представлять собой либо качательные колебания кольца в окружности диаметра, либо поперечные колебания кольца, либо колебания отверстия; колебания, нормальные к плоскости кольца выглядят невозможными. Хикс определил в каждом случае скорость поступательного движения, через радиус колец, расстояние от их плоскостей и их циклическую постоянную.

Самое большое достижение в теории эфира как вихревой губки было сделано в 1887 году, когда У. Томсон[1] показал, что уравнение распространения ламинарных возмущений в вихревой губке совпадает с уравнением распространения световых колебаний в эфире. Доказательство, от которого при данных обстоятельствах вряд ли можно ожидать простоты или точности, выглядит следующим образом.

Пусть $(u,\, v,\, ,w)$ обозначают составляющие скорости, а p — давление в точке $(x,\, y,\, z)$ в несжимаемой жидкости. Допустим, что начальное движение состоит из ламинарного движения $\{f(y),\, 0,\, 0\}$, которое накладывается на однородное, изотропное, мелкозернистое распределение $(u_0',\, v_0,\, w_0)$: так что в самом начале времени скорость равна $\{f(y)+u_0',\, v_0,\, w_0\}$. Необходимо найти функцию $f(y,t)$, такую, что в любое время t скорость будет равна $\{f(y,t)+u',\, v,\, w\}$, где u', v, w — величины, среднее значение каждой из которых, взятое по достаточно большому пространству, равно нулю.

Подставляя эти значения составляющих скорости в уравнение движения

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u\frac{\partial u}{\partial x} - v\frac{\partial u}{\partial y} - w\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x},$$

получаем

$$\frac{\partial f(y,t)}{\partial t} + \frac{\partial u'}{\partial t} = f(y,t)\frac{\partial u'}{\partial x} - v\frac{\partial f(y,t)}{\partial y} - \\ - u'\frac{\partial u'}{\partial x} - v\frac{\partial u'}{\partial y} - w\frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Возьмем теперь средние обоих членов по плоскости xz. Величины $\partial u'/\partial t$, $\partial u'/\partial x$, v, $\partial p/\partial x$ имеют средние значения, равные нулю;

[1] *Phil. Mag.* (1887), c. 342; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, IV, c. 308.

таким образом, уравнение принимает форму

$$\frac{\partial f(y,t)}{\partial t} = -A\Big(u'\frac{\partial u'}{\partial x} + v\frac{\partial u'}{\partial y} + w\frac{\partial u'}{\partial z}\Big),$$

если символ A использовать для обозначения того, что среднее по плоскости xz нужно брать из нижеследующей величины. Более того, несжимаемость жидкости выражена уравнением

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

откуда

$$0 = -A\Big(u'\frac{\partial u'}{\partial x} + u'\frac{\partial v}{\partial y} + u'\frac{\partial w}{\partial z}\Big).$$

Если это уравнение добавить к предыдущему, то первая и третья пары слагаемых второго члена исчезают, поскольку среднее по x любой производной $\partial Q/\partial x$ исчезает, если Q — величина конечная для бесконечно больших значений x. Таким образом, уравнение становится

$$\frac{\partial f(y,t)}{\partial t} = -A\frac{\partial (u'v)}{\partial y}. \tag{1}$$

Из этого видно, что если бы турбулентное движение постоянно оставалось изотропным, каким оно было в начале, то $f(y,\, t)$ постоянно сохраняла бы свое критическое значение $f(y)$. С целью исследования отклонения от изотропии мы определим $A\partial(u'v)/\partial t$, что можно сделать следующим образом: умножим уравнения движения по u и v на v, u' соответственно и, сложив их, получим

$$v\frac{\partial f(y,t)}{\partial t} + \frac{\partial (u'v)}{\partial t} = -f(y,t)\frac{\partial (u'v)}{\partial x} - v^2\frac{\partial f(yt)}{\partial y} - u'\frac{\partial (u'v)}{\partial x} - \\ - v\frac{\partial (u'v)}{\partial y} - w\frac{\partial (u'v)}{\partial z} - v\frac{\partial p}{\partial x} - u'\frac{\partial p}{\partial y}.$$

Взяв среднее по xz от этого выражения, мы наблюдаем, что первое слагаемое первого члена исчезает, поскольку Av равно нулю; и первое слагаемое второго члена тоже исчезает, так как $A\partial(u'v)/\partial x$ равно нулю. При обозначении за $\frac{1}{3}R^2$ среднего значение u^2, v^2 или w^2, так

что R можно назвать *средней скоростью* турбулентного движения, уравнение становится

$$\frac{\partial}{\partial t}\{Au'v\} = -\frac{1}{3}R^2\frac{\partial f(y,\, t)}{\partial y} - Q,$$

где

$$Q = A\Big\{u'\frac{\partial(u'v)}{\partial x} + v\frac{\partial(u'v)}{\partial y} + w\frac{\partial(u'v)}{\partial z} + v\frac{\partial p}{\partial x} + u'\frac{\partial p}{\partial y}\Big\}.$$

Запишем p как $(p' + \omega)$, где p' обозначает значение, которое имело бы p, если бы f равнялась нулю. Уравнения движения тотчас же дают

$$-\nabla^2 p = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + 2\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial y} + 2\frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial z} + 2\frac{\partial u}{\partial y}\frac{\partial v}{\partial x};$$

и вычитая формы, которые принимает уравнение в этих двух случаях, мы имеем уравнение

$$-\nabla^2\omega = 2\frac{f\partial(y,\, t)}{\partial y}\frac{\partial v}{\partial x},$$

которое, когда турбулентное движение является мелкозернистым, так что $f(y,\, t)$ является практически постоянной в тех диапазонах, где u', v, w пробегают все свои значения, можно записать как

$$\omega = -2\frac{\partial f(y,\, t)}{\partial y}\nabla^{-2}\frac{\partial v}{\partial x}.$$

Более того, мы имеем

$$0 = A\Big\{u'\frac{\partial(u'v)}{\partial x} + v\frac{\partial(u'v)}{\partial y} + w\frac{\partial(u'v)}{\partial z} + v\frac{\partial p'}{\partial x} + u'\frac{\partial p'}{\partial y}\Big\};$$

так как положительные и отрицательные значения u', v, w появляются с равной вероятностью. Следовательно, значение второго члена этого уравнения удваивается при добавлении к нему того значения, которое получается при замене u', v, w на $-u'$, $-v$, $-w$, что (как можно увидеть при изучении вышеприведенного уравнения по $\nabla^2 p$)

не изменяет значение p'. Сравнивая это уравнение с тем, которое определяет значение Q, мы имеем

$$Q = A\Big(v\frac{\partial\omega}{\partial x} + u'\frac{\partial\omega}{\partial y}\Big),$$

или, заменяя ω,

$$Q = -2\frac{\partial f(y,t)}{\partial y}A\Big(v\frac{\partial}{\partial x} + u'\frac{\partial}{\partial y}\Big)\nabla^{-2}\frac{\partial v}{\partial x}.$$

Изотропия по x и z дает уравнение

$$2A\Big(v_0\frac{\partial}{\partial x} + u_0'\frac{\partial}{\partial y}\Big)\nabla^{-2}\frac{\partial v_0}{\partial x} = A\Big\{v_0\Big(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\Big) + \\ + \Big(u_0'\frac{\partial}{\partial x} + w_0\frac{\partial}{\partial z}\Big)\frac{\partial}{\partial y}\Big\}\nabla^{-2}v_0.$$

Но, интегрируя по частям, мы получаем уравнение

$$A\Big(u_0'\frac{\partial}{\partial x} + w_0\frac{\partial}{\partial z}\Big)\frac{\partial}{\partial y}\nabla^{-2}v_0 = -A\Big(\frac{\partial u_0'}{\partial x} + \frac{\partial w_0}{\partial z}\Big)\frac{\partial}{\partial y}\nabla^{-2}v_0;$$

согласно условию несжимаемости, второй член можно записать как

$$A\cdot(\partial v_0/\partial y)\cdot(\partial/\partial y)\cdot\nabla^{-2}v_0, \quad \text{или} \quad -Av_0(\partial^2/\partial y^2)\nabla^{-2}v_0;$$

таким образом, мы имеем

$$Q_0 = -\frac{\partial f(y,\,t)}{\partial y}A\Big\{v_0\Big(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\Big)\Big\}\nabla^{-2}v_0.$$

Вследствие изотропии мы можем записать $\frac{1}{3}$ для

$$\Big(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\Big)\nabla^{-2};$$

таким образом,

$$Q_0 = -\frac{R^2}{9}\frac{\partial f(y,\,t)}{\partial y};$$

и, следовательно,

$$\frac{\partial}{\partial t_{(t=0)}}\{A(u'v)\} = -\frac{2R^2}{9}\left\{\frac{\partial f(y,\,t)}{\partial y}\right\}_{t=0}.$$

Отклонение от изотропии, показанное этим уравнением, очень мало из-за малости $\partial f(y,\,t)/\partial y$. Следовательно, уравнение не ограничено начальными значениями двух членов, поскольку мы можем пренебречь бесконечно малым отклонением от $(2/9)R^2$ в первом множителе второго члена, принимая во внимание малость второго множителя. Значит, для всех значений t мы имеем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t}A(u'v) = -\frac{2}{9}R^2\frac{\partial f(y,\,t)}{\partial y},$$

которое, в сочетании с уравнением (1), дает результат

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}f(y,\,t) = \frac{2R^2}{9}\frac{\partial^2}{\partial y^2}f(y,\,t);$$

форма этого уравнения показывает, что *ламинарные возмущения распространяются в вихревой губке так же, как волны деформации в однородном упругом твердом теле.*

Вопрос устойчивости турбулентного движения остался без ответа; видимо, в то время Томсон считал вероятным, что это движение будет претерпевать рассеивание. Однако два года спустя[1] он показал, что устойчивость обеспечена в любом случае, когда пространство заполнено множеством приблизительно прямых полых вихревых нитей. Позже Фитцджеральд[2] определил энергию на единицу объема в турбулентной жидкости, распространяющей ламинарные волны. Записывая для краткости, что

$$\frac{2}{9}R^2 = V^2, \quad f(y,\,t) = P \quad \text{и} \quad A(u'v) = \gamma,$$

можно получить уравнения

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial \gamma}{\partial y} \quad \text{и} \quad \frac{\partial \gamma}{\partial t} = -V^2\frac{\partial P}{\partial y}.$$

---

[1] *Proc. Roy. Irish Acad.* (3), I (1889), с. 340; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, IV, с. 202.

[2] *Brit. Assoc. Rep.* (1899), с. 632; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 484, см. также стр. 254, 472.

Если величину

$$P^2 + \gamma^2/V^2 = 2\sum$$

проинтегрировать по всему пространству и определить изменения интеграла по времени, получается, что

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint \sum dx\,dy\,dz = \iiint \Big(P\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\gamma}{V^2}\frac{\partial \gamma}{\partial t}\Big)\,dx\,dy\,dz = \\ = \iiint \Big(P\frac{\partial P}{\partial t} - \gamma\frac{\partial P}{\partial y}\Big)\,dx\,dy\,dz.$$

Интегрируя по частям второе слагаемое под знаком интеграла и опуская поверхностные члены (которые могут находиться в бесконечности или везде, где энергия попадает в рассматриваемое пространство), мы имеем

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint \sum dx\,dy\,dz = \iiint P\Big(\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial \gamma}{\partial y}\Big)\,dx\,dy\,dz = 0.$$

Следовательно, получается, что величина $\sum$, имеющая размерность энергии, должна быть пропорциональна энергии на единицу объема среды. Поскольку P соответствует одной из двух величин, электрической или магнитной силе, а γ соответствует другой, выражение $\frac{1}{2}(P^2+\gamma^2/V^2)$ для $\sum$ показывает, что энергия на кубическую ячейку волны представляет собой сумму квадратов электрической и магнитной сил в соответствующих единицах измерения. Этот результат показывает, что существует явное сходство между динамикой вихревой губки и упругого эфира Максвелла.

Определенную модель эфира в виде вихревой губки описал Хикс в своем президентском обращении к математическому отделу Британской ассоциации в 1895 году[1]. В его работе маленькие движения, функция которых заключалась в придании квазитвердости, были не абсолютно хаотическими, а располагались систематически. Считалось, что эта среда состоит из кубических элементов жидкости, каждый из которых содержит вихревую циркуляцию, которая сама по себе является законченной. В любом элементе движение вблизи центрального вертикального диаметра этого элемента направлено вертикально вверх; жидкость, которая таким образом переносится в верхнюю часть элемента, вытекает наружу сверху, течет вниз по краям и снова поднимается вверх по центру. В каждом из шести

[1] *Brit. Assoc. Rep.* (1895), с. 595.

граничащих элементов движение подобно этому, но происходит в обратном направлении. Вращательное движение в элементах делает их способными к сопротивлению деформации, так что волны могут распространяться в среде как в упругом твердом теле; но вращения не оказывают влияния на невихревое движение жидкости при условии, что скорости в невихревом движении медленны по сравнению со скоростями распространения деформационных колебаний.

Четыре года спустя Фитцджеральд описал другую модель[1]. Поскольку распределение скорости жидкости вблизи вихревой нити подобно распределению магнитной силы вокруг провода идентичной формы, проводящего электрический ток, очевидно, что жидкость обладает большей энергией, когда нить не прямая, а имеет форму спирали. Таким образом, если бы пространство было заполнено вихрями, оси которых были бы параллельны данному направлению, то при сгибании вихрей в спираль возникало бы увеличение энергии на единичный объем, которое можно было бы измерить квадратом вектора, — скажем, **E**, — который можно взять параллельным этому направлению.

Значит, если один спиральный вихрь окружен прямыми параллельными вихрями, последние не останутся прямыми, а будут изгибаться под действием своего спирального соседа. Передачу спиральности можно обозначить вектором **H**, который будет распространяться кругами вокруг спирального вихря; его величина будет зависеть от скорости потери спиральности вихрем, который изначально был спиральным, ее можно принять таковой, чтобы ее квадрат равнялся средней энергии этого нового движения. Тогда векторы **E** и **H** будут представлять электрический и магнитный векторы, а вихревые спирали — электрические силовые трубки.

Спиральность Фитцджеральда, в сущности, подобна ламинарному движению, которое исследовал лорд Кельвин, поскольку она содержит течение в направлении оси спирали, а такое течение вдоль направления вихревой нити не может происходить без спиральной деформации нити.

Для электростатических систем изобрели другие вихревые аналоги. Один из них, описанный в 1888 году В. М. Хиксом[2], зависит от одного обстоятельства: если два тела, находившиеся в контакте в

[1] *Proc. Roy. Dublin Soc.*, IX (дек. 1899 г.), с. 50; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 472.

[2] *Brit. Assoc. Rep.* (1888), с. 577.

бесконечной жидкости, отделяются друг от друга, и если есть вихревая нить, которая заканчивается на этих телах, то в точке их разделения образуется полая вихревая нить[1], простирающаяся от одного тела к другому. Эта нить будет вращаться как и исходная нить, но в противоположном направлении. По мере удаления тел друг от друга полый вихрь может, потеряв устойчивость, разделиться на множество маленьких вихрей; если этих вихрей будет очень много, то, в конечном итоге, они займут положение устойчивого равновесия. Два множества нитей — исходные нити и их полые компаньоны — перемешаются, и каждое будет распределяться согласно тому же закону, что и силовые линии между двумя телами, которые имеют равный заряд электричества противоположного знака.

Поскольку давление внутри полого вихря равно нулю, часть поверхности, к которой он примыкает, претерпевает уменьшение давления, и поэтому, два тела притягиваются. Более того, по мере дальнейшего удаления тел друг от друга при распределении нитей, аналогичном электрическим силовым линиям, уменьшение давления для каждой линии одинаково на всех расстояниях, и следовательно, сила между двумя телами подчиняется тому же закону, что и сила между двумя телами, имеющими равный заряд электричества противоположного знака. Можно показать, что действие исходных нитей подобно, а уменьшение давления равно половине величины уменьшения для полых вихрей.

Если в присутствие других поверхностей привнести новую поверхность, те нити, которые с ней встретятся, оборвутся и передвинутся так, что каждая часть оборвавшейся нити будет заканчиваться на новом теле. Таким образом, эта аналогия дает полное представление об электростатических действиях как с количественной, так и с качественной точки зрения; электрический заряд на теле соответствует количеству примыкающих к нему концов нитей, причем знак определяется направлением вращения нити, если смотреть на нее со стороны тела.

Можно допустить, что магнитное поле создается движением вихревых нитей через неподвижный эфир, причем магнитная сила направлена перпендикулярно нити и ее направлению движения. Таким образом, электростатические и магнитные поля соответствуют

[1]Полый вихрь — это циклическое движение, существующее в жидкости, в которой отсутствуют реальные вихревые нити. Об общей теории см. Хикс *Phil. Trans.* CLXXV (1883), с. 161; CLXXVI (1885), с. 725; CXCII (1898), с. 33.

состояниям движения в среде, в которой, однако, отсутствует материальное течение; так как два рода нитей создают циркуляцию в противоположных направлениях.

Возможно, полые вихри подходят к построению моделей эфира лучше, чем обыкновенные вихревые нити. Во всяком случае, так считал Томсон (Кельвин) в поздние годы[1]. Аналитические сложности этого предмета огромны, а потому движение вперед было очень медленным; но среди множества механических схем представления электрических и оптических явлений, которые были созданы в девятнадцатом веке, ни одна не обладает большим интересом, чем та, которая изображает эфир как вихревую губку.

Ближе к концу девятнадцатого века, главным образом, под влиянием Лармора все признали, что эфир — среда нематериальная, *sui generis* и не состоит из опознаваемых элементов, имеющих определенное положение в абсолютном пространстве. Согласно старому взгляду считалось, что «давления и тяга инженера и натяжения и давления в материальных структурах, с помощью которых он передвигает их с одного места на другое, являются прототипом процессов распространения в природе любого механического действия. Эта доктрина подразумевает ожидание того, что, в конечном итоге, мы можем раскрыть нечто, аналогичное структуре в небесном пространстве, посредством которой передача физического действия будет согласована с передачей механического действия через материальную структуру»[2]. Лармор же настаивал на обратном, говоря, что «мы не должны поддаваться соблазну объяснить простые группы отношений, которые были найдены для определения активности эфира, рассматривая их как механические следствия скрытой в этой среде структуры; нам скорее следует удовлетвориться получением их точного динамического соотношения, так же, как геометрия исследует или соотносит описательные и метрические свойства пространства, не объясняя их». Этот взгляд помог теории Лармора выдержать всю последующую критику, которая основывалась на принципе относительности и которая разрушила практически все конкурирующие концепции эфира[3].

---

[1] *Proc. Roy. Irish Acad.*, I (30 ноб. 1889 г.), с. 340; Кельвин *Math. and Phys. Papers*, IV, с. 202. «Сердцевины вращательных вихрей, — писал он, — следует полностью отбросить; должно остаться только невихревое вращение и пустые сердцевины».

[2] Лармор *Brit. Assoc. Rep.* (1900), с. 618.

[3] Модели эфира были исследованы в свете знания, существовавшего в 1908 году, Г. Витте *Ann. d. Phys.* XXVI (1908), с. 235.

Глава 10
Последователи Максвелла

Самым заметным недостатком электромагнитной теории света, как ее представил в своих оригинальных научных трудах Максвелл, было отсутствие хоть какого-то объяснения отражения и преломления. Однако еще до публикации *Treatise* Максвелла метод устранения этого упущения указал Гельмгольц[1]. Принципы, от которых зависит объяснение, состоят в следующем: нормальные составляющие электрического смещения $\mathbf{D}$ и магнитной индукции $\mathbf{B}$ и тангенциальные составляющие электрической силы $\mathbf{E}$ и магнитной силы $\mathbf{H}$ должны быть непрерывны на всей поверхности раздела, где происходит отражение; оптическая разность между граничащими телами должна быть представлена разностью их диэлектрических постоянных, а электрический вектор — направлен перпендикулярно плоскости поляризации[2]. Необходимым анализом является простое описание теории отражения МакКулага[3], если производную смещения МакКулага $\mathbf{e}$ по времени интерпретировать как магнитную силу, $\mu \operatorname{rot} \mathbf{e}$ — как электрическую силу, а $\operatorname{rot} \mathbf{e}$ — как электрическое смещение. Математические детали смещения дал не сам Гельмгольц, их привел несколько лет спустя во вступительной диссертации Х. А. Лоренц[4].

В первые годы после публикации *Treatise* Максвелла опыты обеспечили определенный объем свидетельств в пользу его теории. Тесная связь электрического поля с распространением света была продемонстрирована в 1875 г., когда Джон Керр[5] показал, что диэлектрики, которые подвергли действию мощной электростатической

---

[1]*Jour. für Math.* LXXII (1870), с. 68.

[2]Гельмгольц (loc. cit.) показал, что, если бы приняли, что оптическая разность сред вызвана разностью их магнитных проницаемостей, то для получения формул синусов и тангенсов Френеля, описывающих отражение, пришлось бы допустить, что магнитный вектор перпендикулярен плоскости поляризации.

[3]См. стр. 170, 171, 175–177.

[4]*Zeitschrift für Math. u. Phys.* XXII (1877), стр. 1, 205: «Over de theorie der terugkaatsing en breiking van het licht», Арнгем, 1875 г. Работа Лоренца была основана на уравнениях Гельмгольца, но она практически не изменяется при подстановке в нее уравнений Максвелла.

[5]*Phil. Mag.* I (1875), стр. 337, 446; VIII (1879), стр. 85, 229; XIII (1882), стр. 153, 248.

силы, приобретают свойство двойного лучепреломления, причем их оптическое поведение уподобляется поведению одноосных кристаллов, оси которых направлены вдоль силовых линий.

Другие исследования, которые проводились в это время, имели более непосредственное отношение к вопросам, которые являлись предметом спора между гипотезой Максвелла и старыми теориями потенциалов. В 1875–6 гг. Гельмгольц[1] и его ученик Шиллер[2] попытались разделить различные доктрины и формулы, связанные с незамкнутыми цепями, проведя решающий опыт.

Все теории сходились в том, что магнит в форме кольца, который возвращается сам в себя и не имеет полюсов, не может прикладывать пондеромоторную силу на другие магниты или на замкнутые электрические контуры. Однако в 1873 году Гельмгольц[3] показал, что, согласно теориям потенциалов, такой магнит должен прикладывать пондеромоторную силу к незамкнутому контуру. Это проверили на опыте, подвесив намагниченное стальное кольцо на длинной нити в закрытом металлическом ящике, рядом с которым поставили машину Гольтца. Когда машину запустили, чтобы получить кистевой электрический разряд с вывода, пондеромоторная сила не появилась, из чего заключили, что теории потенциала неправильно представляют эти явления, по крайней мере, если не принимать во внимание токи смещения и конвекционные токи (например, электрические токи, которые проводит от вывода электрически отталкиваемый воздух).

Также Гельмгольц нашел, что при вращении проводника в магнитном поле силы, симметричной относительно оси вращения, разность потенциалов индуцируется между осевой и окружной частями, что показывает результирующая электризация.

Исследования Гельмгольца и Шиллера выдвинули на первый план вопрос о эффектах, производимых поступательным движением электрических зарядов. Уже давно Фарадей высказал предположение о том, что конвекция электричества эквивалентна току[4]. «Если, — писал он в 1838 году, — шару, находящемуся в центре комнаты, сообщить положительный электрический заряд, а затем двигать его

---

[1] *Monatsberichte d. Acad. d. Berlin* (1875), с. 400; *Ann. d. Phys.* CLVIII (1876), с. 87.

[2] *Ann. d. Phys.* CLIX (1876), стр. 456, 537; CLX (1877), с. 333.

[3] Ценные научные труды Гельмгольца в *Jour. für Math.* LXXII (1870), с. 57; LXXV (1873), с. 35; LXXVIII (1874), с. 273, на которые уже делалась ссылка, содержат полное исследование различных возможностей теорий потенциалов.

[4] *Exp. Res.*, §1644.

в любом направлении, то будут получаться эффекты, подобные тем, что имели бы место, если бы в этом направлении протекал ток». Максвелл в своем *Treatise*[1] поддержал «предположение» о том, что «движущееся наэлектризованное тело эквивалентно электрическому току». Для разрешения этого вопроса вдохновленный Гельмгольцем Г. А. Роуланд в 1876 году провел новый опыт[2]. Наэлектризованным телом в опыте Роуланда был эбонитовый диск, покрытый золотой фольгой и способный быстро вращаться вокруг вертикальной оси между двумя закрепленными стеклянными пластинами, покрытыми с одной стороны золотой краской. Позолоченные грани пластин можно было заземлить, а эбонитовый диск получал электричество от наконечника, расположенного рядом с его кромкой; таким образом, каждое покрытие диска образовывало конденсатор с ближайшей к нему пластиной. Над верхней пластиной конденсатора, почти над краем диска, располагалась неустойчивая стрелка; и обнаружилось, что при вращении диска создается магнитное поле. Этот опыт, который впоследствии повторяли при более подходящих условиях Роуланд и Хатчинсон[3], Г. Пендер[4], Эйхенвальд[5], Э. П. Адамс[6], Г. Пендер и В. Кремье[7], показывает, что «конвекционный ток», созданный вращением заряженного диска, при условии, что другие концы силовых линий находятся на заземленной неподвижной пластине, параллельной этому диску, создает то же магнитное поле, что и обыкновенный ток проводимости, который течет в контуре, совпадающем с траекторией конвекционного тока. Когда вращаются два диска, образующие конденсатор, магнитным действием является сумма магнитных действий каждого диска в отдельности. Следовательно, получается, что электрические заряды прицепляются к материи проводника и движутся вместе с ним, насколько это касается явления Роуланда.

Первое исследование этого вопроса с позиций теории Максвелла осуществил в 1881 г. Дж. Дж. Томсон (1865–1940)[8]. Если элек-

---

[1] §§768–70.

[2] *Monatsberichte d. Acad. d. Berlin* (1876), с. 211; *Ann. d. Phys.* CLVIII (1876), с. 487; *Annales de Chim. et de Phys.* XII (1877), с. 119.

[3] *Phil. Mag.* XXVII (1889), с. 445.

[4] Ibid. II (1901), с. 179; V (1903), с. 34.

[5] *Ann. d. Phys.* XI (1901), с. 1.

[6] *Amer. Jour. Sci.* XII (1901), с. 155.

[7] *Jour. de Phys.* II (1903), с. 641.

[8] *Phil. Mag.* XI (1881), с. 229.

тростатически заряженное тело находится в движении, изменение положения заряда должно создавать постоянное изменение электрического поля в любой точке окружающей среды; или, говоря на языке теории Максвелла, в среде должны существовать токи смещения. Именно этими токами смещения Томсон, в своем первом исследовании, объяснял магнитные действия движущихся зарядов. Частная система, которую он рассматривал, была образована заряженным сферическим проводником, равномерно движущимся по прямой линии. Он допустил, что распределение электричества остается однородным по всей поверхности во время движения, и что электрическое поле в любом положении сферы одинаково, словно сфера находится в состоянии покоя. Эти допущения истинны, если пренебречь величинами порядка $(v/c)^2$, где v — скорость сферы, а c — скорость света.

Метод Томсона заключался в определении токов смещения в пространстве вне сферы из известных величин электрического поля и в последующем вычислении векторного потенциала, созданного этими токами смещения, посредством формулы

$$\mathbf{A} = \iiint (\mathbf{S}'/r)\, dx'\, dy'\, dz',$$

где $\mathbf{S}'$ обозначает ток смещения в точке $(x',\, y',\, z')$. Тогда магнитное поле определяется уравнением

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}.$$

На недостаток этого исследования указал Фитцджеральд, который, в короткой, но очень ценной заметке[1], опубликованной несколько месяцев спустя, заметил, что токи смещения Томсона не удовлетворяют условию о вихревых токах. Это проще всего увидеть при рассмотрении случая с системой, состоящей из двух параллельных пластин, образующих конденсатор. Если одна из пластин неподвижна, а другая движется к ней, то в пространстве, над которым проходит движущаяся пластина, разрушается электрическое поле; это разрушение электрического смещения образует ток смещения, который, если его рассмотреть отдельно, очевидно, не является замкнутым током. Этот недостаток, как показал Фитцджеральд, немедленно исчезает, если допустить, что движущийся заряд следует считать

[1] *Proc. Roy. Dublin Soc.* III (нояб. 1881 г.), с. 250; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 102.

элементом тока; тогда полный ток, состоящий из токов смещения и конвекционных токов, является вихревым. Внеся эту поправку, Фитцджеральд обнаружил, что магнитная сила, созданная сферой с зарядом e, которая движется со скоростью v вдоль оси z, равна $\mathrm{rot}(0,\,0,\,ev/r)$. Эта формула показывает, что токи смещения не имеют результирующего магнитного действия, так как член ev/r получился бы и от одного конвекционного тока.

Эти выражения, полученные Томсоном и Фитцджеральдом, были правильны только для первого порядка маленькой величины v/c. Эффект включения членов более высоких порядков рассмотрел в 1888–9 гг. Оливер Хевисайд[1], решение которого можно получить следующим образом.

Допустим, что заряженная система равномерно движется со скоростью v параллельно оси z; полный ток состоит из тока смещения $\frac{1}{4\pi}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, где $\mathbf{E}$ обозначает электрическую силу, и конвекционного тока $\rho\mathbf{v}$, где ρ обозначает объемную плотность электричества. Таким образом, уравнение связи магнитной силы и электрического тока можно записать (как обычно, принимая электростатические единицы измерения для $\mathbf{E}$ и электромагнитные — для $\mathbf{H}$)

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H} - 4\pi\rho\mathbf{v}.$$

Исключая $\mathbf{E}$ из этого уравнения и уравнения

$$c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

и помня, что $\mathbf{H}$ является здесь вихревым вектором, мы имеем

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\,\mathrm{rot}\,\rho\mathbf{v}.$$

Следовательно, если векторный потенциал $\mathbf{a}$ определить уравнением

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{a} = \frac{4\pi}{c}\rho\mathbf{v},$$

то магнитная сила будет равна $\mathrm{rot}\,\mathbf{a}$. Из уравнения для $\mathbf{a}$ очевидно, что составляющие a_x и a_y равны нулю, а составляющая a_z определяется из уравнения

$$\ddot{a}_z/c^2 - \nabla^2 a_z = \frac{4\pi}{c}\rho v.$$

[1] *Electrician*, 23 ноября 1888 г.; *Phil. Mag.* XXVII (1889), с. 324.

Далее, пусть (x, y, ζ) обозначают координаты относительно осей, которые параллельны осям (x, y, z) и движутся вместе с заряженным телом; тогда a_z — это функция исключительно (x, y, ζ); поэтому мы имеем

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial t} = -v\frac{\partial}{\partial \zeta};$$

несложно увидеть, что предыдущее уравнение эквивалентно

$$\frac{\partial^2 a_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a_z}{\partial \zeta_1^2} = -\frac{4\pi}{c}\rho v,$$

где ζ_1 обозначает $(1 - v^2/c^2)^{-1/2}\zeta$. Но это просто уравнение Пуассона, в которое вместо z подставили ζ_1, поэтому в качестве решения можно переписать известное решение уравнения Пуассона. Оно выглядит следующим образом:

$$ca_z = \iiint \frac{\rho' v'\, dx'\, dy'\, d\zeta_1'}{\{(\zeta_1 - \zeta_1')^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2\}^{1/2}}.$$

причем интегралы берутся по всему пространству, в котором находятся движущиеся заряды; или

$$ca_z = \iiint \frac{\rho' v'\, dx'\, dy'\, d\zeta'}{\{(\zeta - \zeta')^2 + (1 - v^2/c^2)(x - x')^2 + (1 - v^2/c^2)(y - y')^2\}^{1/2}}.$$

Если движущаяся система состоит из одного заряда e в точке $\zeta = 0$, это дает

$$ca_z = \frac{ev}{r(1 - v^2 \sin^2\theta/c^2)^{1/2}},$$

где $\sin^2\theta = (x^2 + y^2)/r^2$.

Несложно увидеть, что магнитные силовые линии, созданные движущимся точечным зарядом, представляют собой круги, центры которых расположены на линии движения, а величина магнитной силы равна

$$\frac{ev(1 - v^2/c^2)\sin\theta}{cr^2(1 - v^2\sin^2\theta/c^2)^{3/2}}.$$

Электрическая сила является радиальной и равной

$$\frac{e(1 - v^2/c^2)}{r^2(1 - v^2\sin^2\theta/c^2)^{3/2}}.$$

Тот факт, что электрический вектор, созданный движущимся точечным зарядом, радиален повсюду, привел Хевисайда к выводу о том, что это же решение применимо, когда заряд распределяется по поверхности идеально проводящей сферы, центр которой находится в точке; единственным отличием будет то, что теперь **E** и **H** внутри сферы исчезнут. Впоследствии Г. Ф. К. Серл нашел, что этот вывод ошибочен; распределение электрического заряда по движущейся сфере в действительности не могло бы находится в равновесии, если бы электрическая сила была радиальной, поскольку в этом случае не было бы ничего, что могло бы уравновесить механическую силу, которую прикладывает к движущемуся заряду (который эквивалентен току) магнитное поле. Движущаяся система, которая порождает то же самое поле, что и движущийся точечный заряд, является не сферой, а сжатым сфероидом, полярная ось которого (расположенная в направлении движения) относится к его экваториальной оси как $(1 - v^2/c^2)^{1/2} : 1$.[1]

Более того, У. Б. Мортон показал[2], что в случае с движущейся наэлектризованной сферой поверхностная плотность при движении не изменяется, но силовые линии уже не покидают поверхность под прямым углом.

Энергия поля, которое окружает заряженную сферу, больше, когда сфера движется, чем когда она находится в состоянии покоя. Для количественного определения дополнительной энергии (при сохранении только наименьших значимых степеней v/c) достаточно проинтегрировать (по пространству, находящемуся вне сферы) выражение $\mathbf{H}^2/8\pi$, которое представляет электрокинетическую энергию на единицу объема: в результате получается $e^2v^2/3ac^2$, где e обозначает заряд, v — скорость, а a — радиус сферы.

Из этого результата явствует, что работа, которую необходимо выполнить, чтобы сообщить сфере данную скорость, больше, когда сфера заряжена, чем, когда она не заряжена; то есть эффективная масса сферы увеличивается на величину $2e^2/3ac^2$ из-за присутствия заряда. Причиной этого можно считать самоиндукцию конвекционного тока, который образуется, когда заряд начинает двигаться.

---

[1]См. Сиел *Phil. Trans.* CLXXXVII (1896), с. 675; *Phil. Mag.* XLIV (1897), с. 329. О теории движущейся наэлектризованной сферы см. также Дж. Дж. Томсон *Recent Researches in Elect. and Mag.*, с. 16; О. Хевисайд *Electrical Papers*, I, с. 446 и II, с. 514; *Electromag. Theory*, I, с. 269; А. Шустер *Phil. Mag.* XLIII (1897), с. 1.

[2]*Phil. Mag.* XLI (1896), с. 488.

Дж. Лармор[1] и В. Вин[2] говорили о том, что можно доказать, что инерция обыкновенной весомой материи имеет именно такую природу, а атомы состоят из систем электронов[3]. Однако можно заметить, что этот взгляд на происхождение массы не совсем согласуется с принципом о том, что электрон является неделимой сущностью. Дело в том, что так называемая самоиндукция сферического электрона — это, на самом деле, *взаимная* индукция конвекционных токов, созданных элементами электрического заряда, распределенными по его поверхности; а вычисление этой величины предполагает делимость полного заряда на элементы, обладающие способностью к действию, самостоятельному во всех отношениях, как и в случае с обыкновенными электрическими зарядами. Именно это свойство явно не согласуется с предполагаемой фундаментальной природой электрона.

В своей статье о движущемся заряде (1889 г.), опубликованной в *Философском журнале* (*Philosophical Magazine*), Хевисайд впервые привел формулу механической силы, действующей на электрический заряд, который движется в магнитном поле:

заряд × векторное произведение скорости и магнитной индукции.

Дж. Дж. Томсон в 1881 году давал в два раза меньшую величину механической силы[4].

После первой попытки Дж. Дж. Томсона определить поле, созданное движущейся наэлектризованной сферой, началось быстрое математическое развитие теории Максвелла. Задачи, которые можно решить через известные функции, — это, как и следовало ожидать, задачи, в которых проводящие поверхности имеют простые геометрические формы — плоскости, сферы и цилиндры[5].

---

[1]*Phil. Trans.* CLXXXVI (1895), c. 697.

[2]*Arch. Neerl.* (3), V (1900), c. 96.

[3]Экспериментальное свидетельство, которое, как считалось в то время, поддерживает мнение о том, что инерция электронов имеет исключительно электромагнитную природу, впоследствии предоставил В. Кауфман *Göt. Nach.* (1901), c. 143; (1902), c. 291.

[4]*Phil. Mag.* XI (1881), c. 227.

[5]См., например, К. Нивен *Phil. Trans.* CLXXII (1881), c. 307; Г. Лэмб *Phil. Trans.* CLXXIV (1883), c. 519; Дж. Дж. Томсон *Proc. Lond. Math. Soc.* XV (1884), c. 197; Г. А. Роуланд *Phil. Mag.* XVII (1884), c. 413; Дж. Дж. Томсон *Proc. Lond. Math. Soc.* XVII (1886), c. 310; XIX (1888), c. 520; и множество исследований Оливера Хевисайда, собранных в его *Electrical Papers*.

Результат, который получил Горас Лэмб[1] при исследовании электрических движений в сферическом проводнике, привел к интересным следствиям. Лэмб обнаружил, что, если сферический проводник поместить в быстро изменяющееся поле, то индукционные токи почти полностью ограничиваются поверхностным слоем; вскоре после этого его результат обобщил Оливер Хевисайд[2], который показал, что какой бы ни была форма проводника, быстро изменяющиеся токи не проникают вглубь его вещества[3]. Причину этого понять несложно: это, в сущности, приложение принципа[4] о том, что магнитные силовые линии не могут проникнуть в идеальный проводник. Нам неизвестно ни одного идеального проводника; но[5], если магнитная сила, действию которой подвергнут хороший проводник, например, медь, изменяется очень быстро, то у проводника нет времени (так сказать), чтобы проявить неидеальность проводимости, а значит, магнитное поле не может проникнуть намного глубже его поверхности.

К этому же выводу можно прийти в результате другого рассуждения[6]. Когда изменения тока происходят очень быстро, омическое сопротивление перестает играть доминирующую роль, а обыкновенные уравнения, связывающие электродвижущую силу, индукцию и ток, эквивалентны условиям о том, что токи должны распределяться таким образом, чтобы сделать электрокинетическую и магнитную энергию минимальной. Теперь рассмотрим случай с простым прямым проводом круглого сечения. Магнитная энергия в пространстве вне провода остается одинаковой, независимо от распределения тока в поперечном сечении (пока оно симметрично относительно центра), поскольку оно остается одинаковым, как если бы ток тек вдоль центральной оси; так что условие состоит в том, что магнитная энергия в проводе должна быть минимальной. Очевидно, что это условие удовлетворяется, когда ток сосредоточен в поверхностном слое, поскольку тогда магнитная сила в веществе провода равна нулю.

Несмотря на достижения Максвелла и его первых последователей в теории электрических колебаний, через пропасть, разделяющую

---

[1] Loc. cit.

[2] *Elcctrician*, XIV (10 янв. 1885 г.) с. 178.

[3] Математическую теорию создал лорд Рэлей *Phil. Mag.* XXI (1886), с. 381. Ср. Максвелл *Treatise*, §689.

[4] См. стр. 334.

[5] Как впервые заметил лорд Рэлей *Phil. Mag.* XIII (1882), с. 344.

[6] Ср. Й. Стефан *Wiener Sitzungsber.* XCIX (1890), с. 319; *Ann. d. Phys.* XLI (1890), с. 400.

классическую электродинамику и теорию света, еще не был возведен мост. Дело в том, что во всех случаях, которые рассматривала первая наука, энергия просто передается от одного тела к другому, оставаясь в пределах данной системы; тогда как в оптике энергия свободно распространяется в пространстве, не будучи привязанной ни к какому материальному телу. Первое открытие более полной связи между этими двумя теориями сделал Фитцджеральд, который доказал, что, если объединение, на которое указал Максвелл, обоснованно, то должна существовать возможность создания лучистой энергии с помощью чисто электрических средств; «кажется очень вероятным, — сказал он 5 мая 1882 года[1], — что энергия изменяющихся токов частично излучается в пространство, а потому для нас она теряется». В 1883 году[2] он описал возможные методы создания лучистой энергии[3].

Система Фитцджеральда впоследствии получила название *магнитного осциллятора*: он состоит из небольшого контура, в котором сила тока изменяется по простому периодическому закону. Допустим, что контур является кругом небольшой площади S, центр которого является началом координат, а плоскость — плоскостью xy. Допустим также, что окружающей средой является свободный эфир. Можно принять, что сила тока равна (в электростатических единицах) $cA\cos(2\pi t/T)$, так что момент эквивалентного магнита (в электромагнитных единицах) равен $SA\cos(2\pi t/T)$. В старой электродинамике векторный потенциал, созданный магнитной молекулой, находящейся в начале координат и имеющей (векторный) момент $\mathbf{M}$, равен $(1/4\pi)\,\mathrm{rot}(\mathbf{M}/r)$, где r — расстояние от начала координат. Следовательно, векторный потенциал, созданный магнитным осциллятором Фитцджеральда, равен $(1/4\pi)\,\mathrm{rot}\,\mathbf{K}$, где $\mathbf{K}$ обозначает вектор, параллельный оси z и по величине равный $(1/r)SA\cos(2\pi t/T)$. Изменение, связанное с заменой допущений старой электродинамики допущениями теории Максвелла, в данном случае эквивалентно[4] запаздыванию потенциала; так что векторный потенциал $\mathbf{a}$, созданный осциллятором, равен $(1/4\pi)\,\mathrm{rot}\,\mathbf{K}$, где $\mathbf{K}$ по-прежнему направлен

[1] *Trans. Roy. Dublin Soc.* I (1883), с. 325.

[2] *Trans. Roy. Dublin Soc.* III (1883), с. 57; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 122.

[3] Согласно О. Дж. Лоджу, *Journal of the Wireless Society of London*, III (1922), с. 77, в 1879 году Фитцджеральд прочитал работу о «Невозможности» создания электрических волн, но впоследствии он вычеркнул «Не».

[4] См. стр. 319–319.

параллельно оси z, а его величина равна

$$K = \frac{SA}{r}\cos\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{r}{c}\right).$$

Электрическая сила $\mathbf{E}$ в любой точке пространства равна $-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}$, а магнитная сила $\mathbf{H}$ равна $\operatorname{rot}\mathbf{a}$: так что эти величины вычислить несложно. Электрическая энергия на единицу объема равна $\mathbf{E}^2/8\pi$; выполняя вычисления, находим, что значение этой величины, усредненное по периоду колебания и по поверхности сферы радиуса r,

$$\frac{\pi A^2 S^2}{6c^2 r^4 T^2}\left(1 + \frac{4\pi^2 r^2}{c^2 T^2}\right).$$

Очевидно, что излучаемая часть этой энергии обратно пропорциональна квадрату расстояния[1], так что среднее значение лучистой энергии электрического типа на расстоянии r от осциллятора равно $2\pi^3 A^2 S^2/3c^4 r^2 T^4$. Лучистую энергию магнитного типа можно вычислить подобным образом, и, оказывается, что она имеет такую же величину; поэтому полная лучистая энергия на расстоянии r равна $4\pi^3 A^2 S^2/3c^4 r^2 T^4$ на единицу объема; а следовательно, энергия, излучаемая в единицу времени, равна $16\pi^4 A^2 S^2/3c^3 T^4$. Это величина маленькая, за исключением случаев с очень высокой частотой; так что обыкновенные переменные токи не создают заметного излучения. Однако Фитцджеральд на заседании Британской ассоциации в Саутпорте, которая состоялась в том же году[2], указал метод, с помощью которого можно преодолеть сложность получения токов достаточно высокой частоты. Этот метод заключался в применении переменных токов, которые создаются при разряжении конденсатора; фактически, это был колебательный электрический разряд лейденской банки. Однако он заметил, что сложность будет заключаться в обнаружении таких волн после их создания.

Осциллятор Фитцджеральда, построенный на этом принципе, очень близок к радиатору, который впоследствии столь успешно разработал Герц; единственная разница заключается в том, что в устрой-

[1]Другое слагаемое, которым пренебрегают, очень мало, по сравнению с сохраненным слагаемым, на больших расстояниях от начала координат; именно его мы получили бы, если бы пренебрегли эффектами индукции токов смещения: то есть это энергия вынужденных токов смещения, которые создаются непосредственно при изменении первичного тока и порождают излучающие токи смещения.

[2]*Brit. Assoc. Rep.*, (1883), с. 404; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 129.

стве Фитцджеральда конденсатор используется просто как накопитель энергии (его пластины расположены так близко друг к другу, что его электростатическое поле, созданное их зарядами, практически ограничено пространством между пластинами), а действительным источником излучения является переменное магнитное поле, созданное круговой проволочной петлей; тогда как в устройстве Герца проволочная петля отсутствует, пластины конденсатора находятся на таком же расстоянии друг от друга, а источником излучения является переменное электростатическое поле, созданное их зарядами.

При изучении электрического излучения ценную помощь оказывает общая теорема о передаче энергии в электромагнитном поле, которую в 1884 году открыл Джон Генри Пойнтинг[1], и независимо от него, почти в это же время, Хевисайд[2]. Мы видели, что ранние авторы, изучавшие электрические токи, признали, что электрический ток связан с переносом энергии из одного места (например, гальванического элемента, содержащего ток) в другое (например, электрический двигатель, который ток приводит в действие); но они считали, что энергию переносит сам ток, текущий в проводе, почти так же, как динамическую энергию переносит вода, которая течет в трубе; тогда как в теории Максвелла хранилищем и носителем энергии является диэлектрическая среда, окружающая провод. Пойнтинг сумел показать, что поток энергии в любой точке можно выразить простой формулой через электрическую и магнитную силы в этой точке.

Обозначая, как обычно за $\mathbf{E}$ электрическую силу, за $\mathbf{D}$ — электрическое смещение, за $\mathbf{H}$ — магнитную силу, а за $\mathbf{B}$ — магнитную индукцию, можно найти энергию, накопленную в единице объема среды[3]:

$$(1/8\pi)\mathbf{ED} + (1/8\pi)\mathbf{BH};$$

так что увеличение этой энергии в единицу времени равно (поскольку в изотропных средах $\mathbf{D}$ пропорциональна $\mathbf{E}$, а $\mathbf{B}$ пропорциональна $\mathbf{H}$)

$$\frac{1}{4\pi}\left\{\left(\mathbf{E}\cdot\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\right) + \left(\mathbf{H}\cdot\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right)\right\}$$

или

$$\mathbf{E}(\mathbf{S} - \mathbf{s}) + \frac{1}{4\pi}\left(\mathbf{H}\cdot\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right),$$

[1] *Phil. Trans.* CLXXV (1884), с. 343.

[2] *Electrician*, XIV (10 янв. и 21 фев. 1885 г.) стр. 178, 306.

[3] См. стр. 267, 269, 302. Как обычно, мы используем электростатические единицы измерения для $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$ и электромагнитные — для $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$.

где $\mathbf{S}$ обозначает полный ток, а $\mathbf{s}$ — ток проводимости; или (на основании фундаментальных электромагнитных уравнений)

$$-(\mathbf{E}\cdot\mathbf{s}) + (c/4\pi)(\mathbf{E}\cdot\operatorname{rot}\mathbf{H}) - (c/4\pi)(\mathbf{H}\cdot\operatorname{rot}\mathbf{E}),$$

или

$$-(\mathbf{E}\cdot\mathbf{s}) - (c/4\pi)\operatorname{div}[\mathbf{E}\cdot\mathbf{H}].$$

Далее, $(\mathbf{E}\cdot\mathbf{s})$ — это количество энергии, превращенное в теплоту в единице объема за секунду; следовательно, величина $-(c/4\pi)\operatorname{div}[\mathbf{E}\cdot\mathbf{H}]$ должна представлять остаток энергии в единице объема за секунду, созданный из-за течения энергии, откуда видно, что поток энергии представлен вектором $(c/4\pi)[\mathbf{E}\cdot\mathbf{H}]$[1]. Теорема Пойнтинга звучит следующим образом: *поток энергии в любой точке представлен векторным произведением электрической и магнитной сил, умноженным на* $c/4\pi$[2].

---

[1]Безусловно, к этой величине можно добавить любой вихревой вектор. А. Маколей (*Phil. Trans.* CLXXXIII [1892], с. 685) и Г. М. Макдональд (*Electric Waves*, с. 72) предложили на обсуждение уравнения, которые отличаются от уравнения Пойнтинга присутствием невихревого вектора. К. Биркеланд (*Ann. d. Phys.* LII [1894], с. 357) показал, что выражение Пойнтинга для потока энергии — это единственное выражение, которое является функцией сил только электрических и магнитных полей.

[2]Несложно получить аналог теоремы Пойнтинга в теории колебаний изотропного упругого твердого тела; так как из уравнения движения упругого твердого тела

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial t^2} = -(k+4n/3)\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{e} - n\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{e}$$

следует, что

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{1}{2}\rho\left(\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(k+\frac{4}{3}n\right)(\operatorname{div}\mathbf{e})^2 + \frac{1}{2}n(\operatorname{rot}\mathbf{e})^2\right\} = -\operatorname{div}\mathbf{W},$$

где $\mathbf{W}$ обозначает вектор

$$-(k+4n/3)\operatorname{div}\mathbf{e}\cdot\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t} + n\left[\operatorname{rot}\mathbf{e}\cdot\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t}\right];$$

а поскольку выражение, дифференцируемое по t, представляет сумму кинетической и потенциальной энергий в единице объема упругого твердого тела (за исключением членов, которые дают только интегралы по поверхности), ясно, что $\mathbf{W}$ аналогичен вектору Пойнтинга. Ср.:

К. Пирсон *Mess. of Math.* XIX (1889), с. 31.

В. Вин *Ann. d. Phys.* XLV (1892), с. 685.

О. Хевисайд *Electrician*, XXVII (3 июля 1891 г.) и XXIX (29 июля 1892 г.), перепечатано в *Electromagnetic Theory*, стр. 76, 247.

О. Хевисайд *Phil. Trans.* CLXXXIII (1892), с. 426.

Г. Ми *Wien Sitzunsb.* CVII (1898), Abth. 2a, с. 1113.

Л. Донати *Bologna Mem.* (5), VII (1899), с. 663.

В конкретном случае с полем, которое окружает прямой провод, проводящий непрерывный ток, силовые магнитные линии представляют собой круги вокруг оси провода, а электрические силовые линии направлены вдоль провода; значит, энергия должна течь в среде в направлении, перпендикулярном оси провода. Следовательно, ток в любом проводнике можно рассматривать как состоящий, главным образом, из сближения электрической и магнитной энергии из среды над проводником и ее преобразования в другие формы.

Несомненно, что именно эта связь тока с движениями, перпендикулярными проводу, в котором он течет, подсказала Пойнтингу основные концепции научного труда, который он опубликовал[1] в следующем году. Когда сила электрического тока, который течет в прямом проводе, постепенно возрастает от нуля, окружающее пространство заполняется магнитными силовыми линиями, которые имеют форму кругов, расположенных вокруг оси провода. Пойнтинг, принимая представления Фарадея о физической реальности силовых линий, допустил, что эти силовые линии попадают на свои места, двигаясь наружу от провода; так что магнитное поле растет, благодаря постоянному испусканию проводом силовых линий, которые расширяются и распространяются, подобно тому, как от брошенного в стоячую воду камня на ее поверхности расходятся круги. Электродвижущая сила, связанная с изменяющимся магнитным полем, не объяснялась непосредственно движением силовых линий, так что где бы ни создавалась электромагнитная сила при изменении в магнитном поле или при движении материи в поле, напряженность электрического поля равна количеству магнитных силовых трубок, которые пересекает единичная длина за единицу времени.

Подобная концепция была введена и в отношении электрических силовых линий. Допустили, что любое изменение в полной электрической индукции через кривую вызвано прохождением силовых трубок через ее границу; так что, когда бы при изменении в электрическом поле или при движении материи в поле ни создавалась магнитодвижущаяся сила, она будет пропорциональна количеству электрических силовых трубок, которые пересекает единичная длина за единицу времени.

Более того, Пойнтинг допустил, что, когда постоянный ток C протекает в прямолинейном проводе, C электрических силовых трубок приближаются к проводу в единицу времени, растворяются там,

[1] *Phil. Trans.* CLXXVI (1885), с. 227.

выбрасывая энергию в виде тепла. Если за E обозначить величину электрической силы, то энергия каждой трубки на единицу длины равна $\frac{1}{2}E$, тогда количество энергии, принесенное к проводу, равно $\frac{1}{2}CE$ на единицу длины за единицу времени. Однако это лишь половина энергии, которая в действительности преобразуется в тепло в проводе; поэтому затем Пойнтинг допустил, что E магнитных силовых трубок также окружают единицу длины за единицу времени, и, в конце концов, исчезают, сокращаясь до бесконечно маленьких колец. Это движение объясняет существование электрического поля, а поскольку каждая трубка (которая является замкнутым кольцом) содержит энергию, равную $\frac{1}{2}C$, то исчезновение трубок объясняет оставшиеся $\frac{1}{2}CE$ единиц энергии, рассеянной в проводе.

Теорию движущихся силовых трубок в значительной степени развил сэр Дж. Дж. Томсон[1]. Из двух видов трубок — магнитных и электрических — которые ввел Фарадей и использовал Пойнтинг, Томсон решил отказаться от первого и использовать последний. Это был явный отход от концепций Фарадея, в которых, как мы уже видели, большое значение придавалось физической реальности магнитных линий; Томсон же обосновал свой выбор выводами, которые он сделал из явлений электрической проводимости в жидкостях и газах. Как станет ясно позднее, эти явления указывают на то, что молекулярная структура тесно связана с электростатическими силовыми трубками, может быть, даже более тесно, чем с магнитными силовыми трубками; поэтому Томсон решил рассматривать магнетизм как вторичное действие и объяснять магнитные поля не присутствием магнитных трубок, а движением электрических трубок. Для объяснения факта появления магнитных полей без какого-либо проявления электрической силы он принял, что трубки разбросаны в огромном количестве во всем пространстве либо в виде замкнутых контуров, либо в виде контуров, которые заканчиваются на атомах, и что электрическую силу можно ощутить, когда трубки проявляют большую склонность к расположению в каком-то одном направлении. В постоянном магнитном поле положительные и отрицательные трубки можно представить как движущиеся в противоположных направлениях с одинаковой скоростью.

[1] *Phil. Mag.* XXXI (1891), с. 149; Томсон *Recent Researches in Elect. and Mag.* (1893), гл. I.

С этой точки зрения луч света можно рассматривать просто как группу силовых трубок, которые движутся со скоростью света, перпендикулярно своей собственной длине. Такая концепция почти эквивалентна возвращению к корпускулярной теории; но поскольку трубки имеют определенные направления, перпендикулярные направлению распространения, объяснить поляризацию теперь не составит труда.

Томсон считал, что энергия, сопутствующая всем электрическим и магнитным явлениям, — это, в конечном счете, кинетическая энергия эфира; причем ее электрическая часть представлена вращением эфира внутри трубок и вокруг них, а магнитная часть — энергией дополнительного возмущения, возникшего в эфире при движении трубок. Он считал, что инерция последнего движения вызывает индуцированную электродвижущую силу.

Однако одно явление электромагнитного поля еще не получило объяснения через эти концепции, а именно: пондеромоторная сила, которую поле прикладывает к проводнику с электрическим током. Любая пондеромоторная сила заключается в переносе механического импульса от агента, прикладывающего силу, к телу, которое ее испытывает; поэтому Томсон подумал, что пондеромоторные силы электромагнитного поля можно объяснить, если предположить, что движущиеся силовые трубки, которые входят в проводник с током и растворяются там, обладают механическим импульсом, который они могут передать проводнику. Несложно увидеть, что такой импульс должен быть направлен перпендикулярно трубке и магнитной индукции — результат, который говорит о том, что импульс, накопленный в единице объема эфира, может быть пропорционален векторному произведению электрического и магнитного векторов.

Относительно этого предположения можно привести причины более определенного рода[1]. Мы уже видели[2], что пондеромоторные силы, действующие на материальные тела в электромагнитном поле можно объяснить с помощью предположения Максвелла о том, что в любой плоскости в эфире, единичной нормалью к которой является $\mathbf{N}$, существует напряжение, представленное

$$\mathbf{P_N} = \frac{1}{4\pi}(\mathbf{D}\cdot\mathbf{N})\mathbf{E} - \frac{1}{8\pi}(\mathbf{D}\cdot\mathbf{E})\mathbf{N} + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\mathbf{N})\mathbf{H} - \frac{1}{8\pi}(\mathbf{B}\cdot\mathbf{H})\mathbf{N}.$$

---

[1]Гипотезу о том, что эфир является местом хранения механического импульса, впервые выдвинул Дж. Дж. Томсон (*Recent Researches in Elect. and Mag.* [1893], с. 13) и впоследствии развили А. Пуанкаре (*Archives Neerl.* [2], V [1900], с. 252) и М. Абрагам (*Gött. Nach.* [1902], с. 20).

[2]См. стр. 324.

Пока поле остается постоянным (например, в электростатике или магнитостатике), результирующее напряжение, действующее на любой объемный элемент эфира, равно нулю, так что этот элемент находится в равновесии. Но при переменном поле этот случай не имеет места. Результирующее напряжение, которое действует на эфир, содержащийся в поверхности S, равно

$$\iint \mathbf{P}_N\, dS,$$

проинтегрированному по поверхности. При преобразовании данного интеграла в интеграл по объему слагаемое $(1/4\pi)(\mathbf{D}\cdot\mathbf{N})\mathbf{E}$ дает слагаемое $(1/4\pi)\operatorname{div}\mathbf{D}\cdot\mathbf{E}+(1/4\pi)(\mathbf{D}\cdot\nabla)\mathbf{E}$, где ∇ обозначает векторный оператор $(\partial/\partial x,\ \partial/\partial y,\ \partial/\partial z)$. Первое из этих слагаемых исчезает, поскольку $\mathbf{D}$ — вихревой вектор; слагаемое $-(1/8\pi)(\mathbf{D}\cdot\mathbf{E})\mathbf{N}$ дает в интеграле по объему слагаемое $(1/8\pi)\operatorname{grad}(\mathbf{D}\cdot\mathbf{E})$; похожие результаты дают и магнитные слагаемые. Поэтому результирующая сила, которая действует на единичный объем эфира, равна

$$\frac{1}{4\pi}(\mathbf{D}\cdot\nabla)\mathbf{E}+\frac{1}{8\pi}\operatorname{grad}(\mathbf{D}\cdot\mathbf{E})+\frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\nabla)\mathbf{E}+\frac{1}{8\pi}\operatorname{grad}(\mathbf{B}\cdot\mathbf{H}),$$

что можно записать как

$$\frac{1}{4\pi}[\operatorname{rot}\mathbf{E}\cdot\mathbf{D}]+\frac{1}{4\pi}[\operatorname{rot}\mathbf{H}\cdot\mathbf{B}];$$

или, на основании фундаментальных уравнений для диэлектриков,

$$\frac{1}{4\pi c}\left[-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}\cdot\mathbf{D}\right]+\frac{1}{4\pi c}\left[\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}\cdot\mathbf{B}\right]\quad\text{или}\quad\frac{1}{4\pi c}(\partial/\partial t)[\mathbf{D}\cdot\mathbf{B}].$$

Этот результат вынуждает нас принять один из трех вариантов: либо модифицировать теорию таким образом, что результирующая сила, действующая на элемент свободного эфира, сведется к нулю (эта уловка не всем пришлась по вкусу[1]); либо принять, что рассматриваемая сила приводит эфир в движение (этот вариант принял Гельмгольц[2], но он не согласуется с теорией эфира, которая была, в целом, получена в конце века); либо, наконец, вместе с Томсоном[3]

[1]Однако ее принял Г. Т. Уокер *Aberration and the Electromagnetic Field*, Кемб., 1900.

[2]*Berlin Sitzungsberichte* (1893), с. 649; *Ann. d. Phys.* LIII (1894), с. 135. Гельмгольц полагал, что эфир ведет себя как свободная от трения несжимаемая жидкость.

[3]Loc. cit.

принять принцип о том, что сам эфир является носителем механического импульса, равного $(1/4\pi c)[\mathbf{D}\cdot\mathbf{B}]$ на единицу объема[1].

После этого теорию Максвелла развивали в направлениях, которые вряд ли предвидел ее автор. Но несмотря на то, что каждый год добавлял что-либо к ее суперструктуре, основы оставались почти такими же, какими их создал Максвелл; а сомнительный аргумент, которым он пытался обосновать введение токов смещения, оставался, по-прежнему, единственным, предложенным в их защиту. Однако в 1884 г. Генрих Герц (1857–94) поставил теорию на иную основу[2].

Герц, сын сенатора, первоначально намеревался стать архитектором, но, изучая в ходе обучения инженерное дело, он ощутил тягу к чистой науке и в 1880 году получил докторскую степень по физике в Берлине. Ему посчастливилось привлечь к себе внимание Гельмгольца, который в этом же году назначил его своим ассистентом; в 1883 году он стал *приват-доцентом* в Киле, где и начал свои исследования, которые мы сейчас опишем.

Цепочка идей Герца напоминает ту, которая привела Ампера, после того как он услышал об открытии Эрстедом магнитного поля, создаваемого электрическими токами, к выводу о том, что электрические токи должны накладывать друг на друга пондеромоторные силы. Ампер доказывал, что ток, способный создать магнитное поле, должен быть эквивалентен магниту и в других отношениях; следовательно, токи, как и магниты, должны выказывать силы взаимного притяжения и отталкивания.

Рассуждение Ампера основано на допущении о том, что магнитное поле, созданное током, имеет во всех отношениях ту же природу, что и поле, созданное магнитом; другими словами, существует только один род магнитной силы. Этот принцип «единства магнитной силы» Герц предложил дополнить утверждением о том, что электрическая сила, созданная переменным магнитным полем, по своей природе идентична электрической силе, созданной электростатическими зарядами; этот второй принцип он назвал «единством электрической силы»[3].

---

[1]Как обычно, для $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$ использованы электростатические единицы, а для $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$ — электромагнитные.

[2]*Ann. d. Phys.* XXIII (1884), с. 84: английский вариант в *Miscellaneous Papers* Герца переведен Д. Э. Джонсом и Г. А. Шоттом, с. 273.

[3]То, что электрическое поле создается переменным магнитным полем, экспериментально показали Лодж в 1889 году, наблюдая за движением золотой фольги в переменном магнитном поле, и А. Риги *Nuovo Cimento*, V (1901), с. 233.

Тогда, допустим, что в пустом пространстве существует система электрических токов $\mathbf{s}$. Согласно старой теории, эти токи порождают векторный потенциал $\mathbf{a}_1$, равный $\mathrm{Pot}(1/c)\mathbf{s}$[1]. Магнитная сила $\mathbf{H}_1$ равна $\mathrm{rot}\,\mathbf{a}_1$, а электрическая сила $\mathbf{E}_1$, созданная изменением токов в любой точке поля, равна $-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a}_1}{\partial t}$.

Теперь допустим, что созданная таким образом электрическая сила неотличима от электрической силы, которую создали бы электростатические заряды, а потому, примем, что система переменных токов прикладывает к электростатическим зарядам пондеромоторные силы. Тогда принцип действия и противодействия требует, чтобы электростатические заряды прикладывали пондеромоторные силы к системе переменных токов, а следовательно, (опять прибегая к принципу единства электрической силы) две системы переменных токов должны прикладывать друг к другу пондеромоторные силы, вызванные их изменениями.

Но как и в том случае, когда Гельмгольц[2], с помощью принципа сохранения энергии, из существования между электрическими токами (т. е. переменными электрическими системами) пондеромоторных сил сделал вывод о существовании электродвижущей силы индукции, так и из существования пондеромоторных сил между переменными системами токов (т. е. переменными магнитными системами) можно сделать вывод о том, что вариации в скорости изменения переменной магнитной системы создают в окружающем пространстве индуцированные магнитные силы. Аналитические формулы, которые определяют эти силы, будут такими же, как и в случае с электричеством, поэтому индуцированная магнитная сила $\mathbf{H}'$ представлена уравнением вида

$$\mathbf{H}' = (1/c^2)\frac{\partial \mathbf{b}_1}{\partial t},$$

где $\mathbf{b}_1$, который аналогичен векторному потенциалу в случае с электричеством, — вихревой вектор, rot которого является электрическая сила $\mathbf{E}_1$ переменной магнитной системы. Следовательно, $\mathbf{b}_1$ равен $(1/4\pi)\,\mathrm{rot}\,\mathrm{Pot}\,\mathbf{E}_1$, тогда мы имеем

$$\mathbf{H}' = -\frac{1}{4\pi c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\,\mathrm{rot}\,\mathrm{Pot}\,\mathbf{a}_1.$$

[1] $\alpha = \mathrm{Pot}\,\beta$ используется для обозначения решения уравнения $\nabla^2\alpha + 4\pi\beta = 0$.
[2] См. стр. 263.

Это выражение необходимо прибавить к $\mathbf{H_1}$. Обозначив за $\mathbf{H_2}$ сумму $\mathbf{H_1} + \mathbf{H}'$, видим, что $\mathbf{H_2}$ —это $\operatorname{rot}\mathbf{a_2}$, где

$$\mathbf{a_2} = \mathbf{a_1} - \frac{1}{4\pi c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\operatorname{Pot}\mathbf{a_1};$$

тогда электрическая сила $\mathbf{E_2}$ будет равна $-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a_2}}{\partial t}$.

Однако эта система не является конечной; поскольку сейчас мы опять должны выполнить весь процесс с этими уточненными значениями электрической и магнитной сил и векторного потенциала; таким образом, для магнитной силы мы получаем значение $\operatorname{rot}\mathbf{a_3}$, а для электрической силы — значение $-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a_3}}{\partial t}$, где

$$\mathbf{a_3} = \mathbf{a_1} - \frac{1}{4\pi c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\operatorname{Pot}\mathbf{a_2} = \\ = \mathbf{a_1} - \frac{1}{4\pi c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\operatorname{Pot}\mathbf{a_1} + \frac{1}{(4\pi c^2)^2}\frac{\partial^4}{\partial t^4}\operatorname{Pot}\operatorname{Pot}\mathbf{a_1}.$$

Этот процесс опять следует повторять бесконечно, так что, в конце концов, для магнитной силы $\mathbf{H}$ получается значение $\operatorname{rot}\mathbf{a}$, а для электрической силы $\mathbf{E}$ — значение $-\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}$, где

$$\mathbf{a} = \mathbf{a_1} - \frac{1}{4\pi c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\operatorname{Pot}\mathbf{a_1} + \frac{1}{(4\pi c^2)^2}\frac{\partial^4}{\partial t^4}\operatorname{Pot}\operatorname{Pot}\mathbf{a_1} - \\ - \frac{1}{(4\pi c^2)^3}\frac{\partial^6}{\partial t^6}\operatorname{Pot}\operatorname{Pot}\operatorname{Pot}\mathbf{a_1} + \ldots$$

Очевидно, что величина $\mathbf{a}$, определенная таким образом, удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2\mathbf{a} = \nabla^2\mathbf{a_1} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{a};$$

или

$$\nabla^2\mathbf{a} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{a} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{s}.$$

Это уравнение можно записать как

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\mathbf{s},$$

тогда как уравнения $\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{a}$ и $\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}$ дают

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}.$$

Однако это фундаментальные уравнения теории Максвелла в том виде, в каком они были даны в его научном труде от 1868 года[1].

Легко согласиться с тем, что вывод Герца оригинален и интересен. Но вряд ли можно претендовать на его убедительность, поскольку аргумент Гельмгольца в отношении индукции токов не совсем удовлетворителен, а потому Герц, который следовал за своим учителем, стоял на столь же ненадежной основе.

В ходе обсуждения[2] обоснованности допущений Герца, которое последовало за публикацией его работы, Э. Аулингер[3] выявил противоречие, существующее между принципами единства электрической и магнитной сил и электродинамики Вебера. Рассмотрим электростатически заряженную полую сферу, внутри которой находится провод с переменным электрическим током. По теории Вебера, сфера должна приложить к проводу крутящую пару сил; но, согласно принципам Герца, действия приложено не будет, так как заряжение сферы никак не влияет ни на электрическую, ни на магнитную силы в ее внутренней области. Таким образом, предложенный опыт стал бы решающей проверкой правильности теории Вебера; поскольку он имеет преимущество, состоящее в том, что он не требует ничего, кроме замкнутых контуров и электростатических зарядов, находящихся в состоянии покоя; но величины, которые необходимо заметить, находятся на пределе точности наблюдений.

После попытки подтвердить уравнения Максвелла теорией Герц (который в 1885 году стал профессором физики в Карлсруэ) обратил внимание на возможность их проверки с помощью прямого опыта. Его интерес к данному предмету возник несколькими годами ранее, когда Берлинская академия наук предложила для получения премии тему «Экспериментально установить связь между электромагнитными действиями и поляризацией диэлектриков». Гельмгольц предложил Герцу, чтобы тот попробовал решить эту задачу; но в то время Герц не видел способа привести явления такого рода в пределы наблюдения. Однако, начиная с этого времени, его не покидала мысль

[1]См. стр. 307.

[2]Лорберг *Ann. d. Phys.* XXVII (1886), с. 666; XXXI (1887), с. 131. Больцман, ibid. XXIX (1886), с. 598.

[3]*Ann. d. Phys.* XXVII (1886), с. 119.

об электрических колебаниях, и весной 1886 года он обратил внимание на эффект[1], который стал отправной точкой его более поздних исследований. Если разомкнутая цепь образована из отрезка медного провода, загнутого в форме прямоугольника, так что концы провода разделяет лишь небольшой воздушный зазор, и если эту разомкнутую цепь с помощью провода соединить с любой точкой контура, через который происходит искровой электрический разряд индукционной катушки, искра проходит в воздушном зазоре разомкнутой цепи. Это объяснили, допустив, что изменение потенциала, который распространяется от индукционной катушки вдоль соединяющего провода, достигает одного конца разомкнутой цепи раньше, чем другого, и между ними проходит искра; поэтому данное явление рассматривали как указывающее на конечную скорость распространения электрического потенциала по проводам[2].

Продолжая свои опыты, Герц[3] обнаружил, что искру можно индуцировать в разомкнутом или вторичном контуре, даже когда он не имеет металлической связи с первичным контуром, в котором вызваны электрические колебания. Он правильно интерпретировал это явление, показав, что вторичный контур имеет такие размеры, что период собственных электрических колебаний в нем почти равен периоду колебаний в первичном контуре; следовательно, возмущение, которое передалось от одного контура к другому посредством индукции, значительно усилится во вторичном контуре под действием резонанса.

Открытие того, что искры могут создаваться в воздушном зазоре вторичного контура при условии, что он имеет размеры, подходящие для резонанса, имело огромную важность: оно давало метод обнаружения электрических эффектов в воздухе на каком-либо расстоянии от первичного возмущения. Подходящий детектор — это,

---

[1]*Ann. d. Phys.* XXXI (1887), с. 421; Герц *Electric Waves*, в переводе Д. Э. Джонса, с. 29.

[2]Герц не знал о том, что передачу электрических волн по проводам наблюдал в 1870 году Вильгельм фон Бецольд, *München Sitzungsberichte*, I (1870), с. 113; *Phil. Mag.* XL (1870), с. 42. «Если, — писал он в заключении к ряду опытов, — в провод, изолированный на конце, послать электрические волны, то они отразятся на этом конце. Явления, сопровождающие этот процесс при переменных разрядах, видимо, вызваны интерференцией распространяющейся и отраженной волн», а «электрический разряд распространяется с одинаковой быстротой в проводах равной длины, независимо от материалов, из которых они сделаны».

Этот предмет исследовали О. Дж. Лодж и А. П. Четток почти в то же время, когда Герц проводил свои опыты; об их исследованиях было упомянуто на собрании Британской ассоциации в 1888 году.

[3]Loc. cit.

в сущности, все, что было необходимо, чтобы заметить распространение электрических волн и тем самым провести окончательную проверку теории Максвелла. Именно этой работой и занялся Герц[1].

Он не знал, что его опередил, примерно на семь лет, Дэвид Эдуард Юз (1830–1900), который показал, что сигналы, посланные передатчиком с искровым генератором, можно обнаружить на расстояниях до пятисот ярдов с помощью микрофонного контакта (именно его, по существу, впоследствии назвали *когерером*), с которым связан телефон, где слышны сигналы. Юз заявил (совершенно правильно), что сигналы переносятся электрическими волнами в воздухе. В 1879 и в 1880 гг. он продемонстрировал эти опыты Президенту Королевского общества (Споттисвуду), сэру Джорджу Стоксу и господину В. Г. Прису, почтовому электрику. К сожалению, они были склонны полагать, что эти эффекты можно объяснить обыкновенной электромагнитной индукцией, и обескураженный Юз опубликовал отчет по своей работе только через много лет[2], поэтому приоритет публикации принадлежит Герцу.

Осциллятор или первичный источник возмущений, который изучал Герц, можно сделать из двух листов металла, расположенных в одной плоскости, причем на каждом листе имеется жесткий провод, который выступает в направлении другого листа и оканчивается шариком; эти листы следует возбуждать, соединяя их с выводами индукционной катушки. Листы можно рассматривать как две обкладки видоизмененной лейденской банки, между которыми в качестве диэлектрика находится воздух; электрическое поле простирается через воздух, а не ограничивается узким пространством между обкладками, как это происходит в обыкновенной лейденской банке. Такое расположение гарантирует, что система будет терять большую часть своей энергии через излучение при каждом колебании.

Как и при разряде банки[3], электричество поднимается с одного листа на другой, с периодом, пропорциональным $(CL)^{1/2}$, где C обозначает электростатическую емкость системы, образованной дву-

---

[1]Сэр Оливер Лодж примерно в это же время независимо изучал электрические колебания в воздухе с связи с теорией молниеотводов; ср. Лодж *Phil. Mag.* XXVI (1888), с. 217.

[2]В *The Electrician*, XLIII (5 мая 1899 г.), с. 40.

Еще в 1842 году Джозеф Генри, из Вашингтона, заметил, что «индуктивные» эффекты разряда лейденской банки можно наблюдать на значительных расстояниях и даже предложил сравнение с «искрой от кремня и стали в случае со светом».

[3]См. стр. 272.

мя листами, а L — самоиндукцию соединения. Емкость и индукция должны иметь минимальные возможные значения, чтобы обеспечить маленький период. Герц использовал вышеописанный детектор, а именно: провод, согнутый в полностью замкнутую кривую, таких размеров, что период его собственных колебаний совпадал с периодом колебаний первичного контура, так что мог произойти резонанс.

Ближе к концу 1887 года при изучении искр, индуцированных в резонирующем контуре исходным возмущением, Герц заметил[1], что эти явления заметно ослабляются, когда в непосредственную близость с аппаратом вносят большую массу изолирующего вещества, тем самым подтверждая принцип о том, что переменная электрическая поляризация, которая создается при действии на диэлектрик переменной электрической силы, способна к проявлению электромагнитных эффектов.

В самом начале следующего (1888) года Герц решил проверить теорию Максвелла непосредственно, показав, что электромагнитные действия распространяются в воздухе с конечной скоростью[2]. С этой целью он передал возмущение от первичного осциллятора по двум различным путям: по воздуху и по проводу; и, подвергнув детектор совместному влиянию двух частных возмущений, он наблюдал интерференцию между ними. Таким образом он определил отношение скорости электрических волн в воздухе к их скорости в проводе. Последнюю скорость он определил, наблюдая за расстоянием между узлами стоячих волн в проводе и вычисляя период первичного колебания. Таким образом, было показано, что скорость распространения электрических возмущений в воздухе — величина конечная, того же порядка, что и скорость света[3].

[1] *Ann. d. Phys.* XXXIV, с. 373; *Electric Waves* (английское изд.), с. 95.

[2] *Ann. d. Phys.* XXXIV (1888), с. 551; *Electric Waves* (английское изд.), с. 107.

[3] Согласно опытам Герца, скорость электрических волн в воздухе относится к скорости электрических волн в проводе как 45/28, причем скорость последних равна 2×10^{10} см/сек. Впоследствии, было обнаружено, что эти цифры открыты для критики; Пуанкаре (*Comptes Rendus*, CXI [1890], с. 322) показал, что период вычисленный Герцем, равен $\sqrt{2}\times$ истинный период, который бы сделал скорость распространения электрических волн в воздухе равной скорости света $\times\sqrt{2}$. Эрнст Лехер (*Wiener Berichte*, 8 мая 1890 г.; *Phil. Mag.* XXX [1890], с. 128), экспериментируя со скоростью распространения электрических колебаний в проводах, нашел вместо значения Герца 2×10^{10} см/сек. значение, находящееся в пределах двух процентов от скорости света. Э. Сарасин и Л. де ля Рив в Женеве (*Archives des Sc. Phys.* XXIX, 1893, стр. 358, 441), в конце концов, доказали, что скорости распространения в воздухе и в проводе равны.

Позднее, в 1888 году Герц[1] показал, что электрические волны в воздухе отражаются от поверхности стены; таким образом, могут получиться стоячие волны, а между прямыми и отраженными лучами, распространяющимися в одном направлении, может произойти интерференция.

Теоретический анализ возмущения, испускаемого радиатором Герца, по теории Максвелла Герц сделал в следующем году[2].

Эффекты осциллятора определяются, главным образом, свободными электрическими зарядами, которые, появляясь попеременно на двух сторонах, своим присутствием создают электрическое поле, а своим движением — магнитное поле. В каждом колебании, по мере увеличения зарядов на полюсах радиатора от нуля, электрические силовые линии, которые заканчиваются на этих полюсах, движутся наружу в окружающее пространство. Когда заряды на полюсах достигают максимальных значений, линии перестают двигаться наружу, и существующие линии начинают возвращаться внутрь, в направлении полюсов; но внешние силовые линии сжимаются таким образом, что их верхняя и нижняя части соприкасаются на некотором расстоянии от радиатора, и более удаленная часть каждой из этих линий принимает форму петли; и, когда оставшаяся силовая линия возвращается внутрь к радиатору, эта петля отделяется и распространяется наружу в виде излучения. Таким образом, радиатор испускает серию вихревых колец, которые, по мере движения, становятся тоньше и шире; на некотором расстоянии возмущение становится почти плоской волной, причем противоположные стороны кольца представляют две фазы этой волны. После отделения от радиатора одного из этих колец содержащуюся в нем энергию можно рассматривать как распространяющуюся наружу вместе с кольцом.

Для аналитического рассмотрения этой проблемы[3] обозначим ось радиатора а ось z, а центр искрового промежутка — за начало координат. Можно считать, что поле создано электрическим диполем, образованным равными положительным и отрицательным зарядами, смещенными друг от друга вдоль оси вибратора, причем момент диполя равен

$$Ae^{-pt}\sin(2\pi ct/\lambda),$$

где множитель e^{-pt} вводит затухание.

[1] *Ann. d. Phys.* XXXIV (1888), с. 610; *Electric Waves* (английское изд.), с. 124.
[2] Ibid. XXXVI (1889), с. 1; *Electric Waves* (английское изд.), с. 137.
[3] См. Карл Пирсон и А. Ли *Phil. Trans.* CXCIII (1899), с. 165.

Простейший метод работы, который предложил Фитцджеральд[1], заключается в создании запаздывающих потенциалов Л. Лоренца φ и $\mathbf{a}$[2]. Эти потенциалы определяются через заряды и их скорости уравнениями

$$\varphi = \sum \frac{(e)_{t-r/c}}{r}, \quad a_z = \sum \frac{1}{cr}\left(e\frac{\partial z}{\partial t}\right)_{t-r/c},$$

откуда несложно показать, что в данном случае

$$\varphi = -\partial F/\partial z, \quad c\mathbf{a} = (0, 0, \partial F/\partial t),$$

где

$$F = \frac{Ae^{-p(t-r/c)}}{r}\sin\frac{2\pi}{\lambda}(ct - r).$$

Тогда электрическая и магнитная силы определяются уравнениями

$$\mathbf{E} = \operatorname{grad}\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{a}.$$

Оказывается, что электрическую силу можно рассматривать как состоящую из параллельной оси вибратора силы φ_2, которая в любой момент времени зависит только от расстояния от вибратора, и силы $\varphi_1 \sin\theta$, которая действует в меридиональной плоскости, перпендикулярной радиусу из центра, где φ_1 в любой момент времени зависит только от от расстояния от вибратора, а θ обозначает угол, который радиус образует с осью осциллятора. В точках на оси и в экваториальной плоскости, электрическая сила параллельна оси. На большом расстоянии от осциллятора φ_2 мала по сравнению с φ_1, так что волна является чисто поперечной. Магнитная сила направлена вдоль кругов, центры которых расположены на оси радиатора; а ее значение можно представить в виде $\varphi_3 \sin\theta$, где φ_3 зависит исключительно от r и t. На больших расстояниях от радиатора $c\varphi_3$ примерно равно φ_1.

Если предположить, что осциллятор постоянно поддерживают в работающем состоянии, так что затухания не происходит, то можно подставить вместо p нуль и действовать как в случае с магнитным осциллятором[3], чтобы определить количество излученной энергии.

---

[1] *Brit. Assoc. Rep., Leeds* (1890), с. 755.

[2] См. стр. 319. Их применяли в свое время Гельмгольц и лорд Рэлей в своей *Theory of Sound* (теории звука). Применять запаздывающие потенциалы порекомендовал в следующем году и Пуанкаре *Comptes Rendus*, CXIII (1891), с. 515.

[3] См. стр. 369.

Средний направленный наружу поток энергии в единицу времени равен $\frac{1}{3}cA^2(2\pi/\lambda)^4$, откуда видно, что скорость потери энергии при излучении быстро увеличивается по мере уменьшения длины волны.

Действие электрического вибратора можно изучить с помощью механических моделей. В одной из таких моделей, которую придумал Лармор[1], эфир представлен как несжимаемое упругое твердое тело, в котором есть две полости, соответствующие проводникам вибратора и наполненные несжимаемой жидкостью, инерцией которой можно пренебречь. Электрическая сила представлена смещением твердого тела. В случае с такими быстрыми изменениями, как те, которые рассматриваются здесь, металлические полюса ведут себя как идеальные проводники; тангенциальные составляющие электрической силы на их поверхностях равны нулю. Этому условию можно удовлетворить в другой модели, полагая, что внутренняя обкладка каждой полости состоит из гибкого листового металла, чтобы устранить возможность тангенциального смещения; тогда смещение обкладки по нормали соответствует поверхностной плоскости электрического заряда на проводнике.

Чтобы получить в упругом твердом теле колебания, похожие на колебания электрического вибратора, можно допустить, что две полости имеют форму полукруглых трубок, образующих две половинки полного круга. Каждая трубка расширена на каждом конце, так чтобы представить фронт значительной площади, соответствующий фронту на конце другой трубки. Таким образом, на обоих концах одного диаметра круга есть пара противоположных фронтов, которые разделяет тонкий слой упругого твердого тела.

Возмущение можно создать, загоняя избыток жидкости в один из расширенных концов одной из полостей. Это включает смещение тонкого слоя упругого твердого тела, отделяющего этот фронт от противоположного фронта другой полости, что вызывает соответствующий недостаток жидкости в расширенном конце за этим фронтом. Тогда жидкость будет двигаться вперед и назад в каждой полости между ее расширенными концами; и, поскольку это движение сообщается упругому твердому телу, возникнут колебания, похожие на те, которые создает в эфире осциллятор Герца.

Во второй половине 1888 года исследования Герца[2] дали более полное свидетельство схожести электрических и световых волн.

---

[1] *Proc. Camb. Phil. Soc.* VII (1891), с. 165.

[2] *Ann. d. Phys.* XXXVI (1889), с. 769; *Electric Waves* (английское изд.), с. 172.

Было показано, что часть излучения от осциллятора, которая передается через отверстие в экране, распространяется прямолинейно, проявляя дифракционные эффекты. Что касается других свойств света: в исходном излучении присутствует поляризация, что явствует из способа его получения; кроме того, при прохождении волн через решетку из параллельных металлических проводов была получена поляризация в других направлениях; составляющая электрической силы, параллельная проводам, поглощалась, так что в переданном луче электрическое колебание было перпендикулярно проводам. Этот эффект явно напоминает поляризацию обыкновенного света турмалиновой пластинкой. Преломление было получено при прохождении излучения через призмы твердого битумного пека[1].

Как заметил Лармор[2], «открытия Герца не оставили места для сомнений в том, что физическая схема Максвелла... представляет собой истинную формулировку единства, лежащего в основе физической динамики».

Старый вопрос о том, расположен ли вектор света в плоскости поляризации или перпендикулярен ей[3], теперь предстал в новом аспекте. Волновой фронт электрической волны содержит два перпендикулярных друг другу вектора, электрический и магнитный. Который из этих векторов расположен в плоскости поляризации? Сначала теоретический ответ дал Хевисайд[4], разработав формулы для отношения отраженной волны к падающей. Затем экспериментальный ответ дали Фитцджеральд и Троутон[5], которые при отражении волн Герца от каменной стенки обнаружили, что отражения не происходит при таком угле поляризации, когда вибратор находится в плоскости отражения. Из этого следует, что магнитный вектор расположен в плоскости поляризации электрической волны, а электрический вектор перпендикулярен этой плоскости. Интересный вывод последовал в 1890 году, когда О. Винер[6] сумел сфотографировать стоячие све-

[1]О. Дж. Лодж и Дж. Л. Говард в том же самом году показали, что электрическое излучение можно преломлять и фокусировать с помощью больших линз; ср. *Phil. Mag.* XXVII (1889), с. 48. Другие демонстрации оптических свойств, которыми обладают электромагнитные волны дали А. Риги (*Bologna Acc. Sci. Mem.* IV [1894], с. 487) и А. Гарбассо (*Annalen d. Phys.* LIII [1894], с. 534 и *Atti Acc. Torino*, XXX [1895], с. 442).

[2]*Brit. Ass. Rep.* (1900), с. 617.

[3]См. стр. 189 и далее.

[4]*Phil. Mag.* XXV (фев. 1888 г.), с. 130 (в примечании А).

[5]*Nature*, XXXIX (1889), с. 391.

[6]*Ann. d. Phys.* XL (1890), с. 203. Ср. спор о результатах: *Comptes Rendus*, CXII

товые волны. Стоячие волны получили, объединив луч, падающий на зеркало, с отраженным лучом, и сфотографировали на тонкую пленку из прозрачного коллодия, помещенную близко к зеркалу и слегка наклоненную к нему. Если в таком опыте используется плоскополяризованный луч, падающий под углом 45°, то стационарным вектором, очевидно, является вектор, перпендикулярный плоскости падения; но Винер обнаружил, что при таких условиях эффект получается только тогда, когда свет поляризован в плоскости падения, так что химическую активность следует связывать с вектором, перпендикулярным плоскости поляризации, т. е. с электрическим вектором.

В 1890 году и в последующие годы появилось несколько научных трудов по фундаментальным уравнениям электромагнитной теории. Герц, представив[1] общее содержание теории Максвелла для тел, которые находятся в состоянии покоя, распространил[2] уравнения на материальные тела, которые движутся в поле.

В действительно понятной и правильной теории, как считал Герц, следует проводить различие между величинами, характеризующими состояние эфира в каждой точке, и величинами, характеризующими состояние весомой материи, связанной с ним. Это предчувствие реализовали более поздние исследователи; но Герц полагал, что еще не пришло время для столь полной теории и, подобно Максвеллу, предположил, что состояние сложной системы — материя плюс эфир — можно охарактеризовать одинаково, когда материя движется и когда она находится в состоянии покоя; или, как это выразил сам Герц, что «эфир, который содержится в весомых телах, движется вместе с ними».

Собственная гипотеза Максвелла относительно движущихся систем[3] была эквивалентна видоизменению уравнения

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot}\mathbf{E},$$

(1891), стр. 186, 325, 329, 365, 383, 456; и *Ann. d. Phys.* XLI (1890), с. 154; XLIII (1891), с. 177; XLVIII (1893), с. 119.

[1]*Gött. Nach.* (1890), с. 106; *Ann. d. Phys.* XL (1890), с. 577; *Electric Waves* (английское изд.), с. 195. В этом научном труде Герц защищал уравнения в том виде, в каком Максвелл их использовал в своей работе 1868 года (ср. *выше*, стр. 307), предпочитая их более ранним уравнениям, включавшим скалярные и векторные потенциалы.

[2]*Ann. d. Phys.* XLI (1890), с. 369; *Electric Waves* (английское изд.), с. 241.

Распространение света в движущемся диэлектрике уже изучил ранее, на основе уравнений Максвелла для движущихся тел, Дж. Дж. Томсон (*Phil. Mag.* IX [1880], с. 284; *Proc. Camb. Phil. Soc.* V [1885], с. 250).

[3]См. стр. 307–308.

которое представляет закон о том, что электродвижущая сила в замкнутом контуре измеряется скоростью уменьшения количества линий магнитной индукции, проходящих через этот контур. Этот закон истинен независимо от того, находится ли контур в состоянии покоя или движется; но в последнем случае за $\mathbf{E}$ в уравнении следует брать электродвижущую силу в неподвижном контуре, положение которого ежеминутно совпадает с положением движущегося контура; и поскольку электродвижущая сила $(1/c)[\mathbf{w} \cdot \mathbf{B}]$ создается в материи при его движении со скоростью $\mathbf{w}$ в магнитном поле $\mathbf{B}$, мы видим, что $\mathbf{E}$ связана с электродвижущей силой $\mathbf{E}'$ в движущемся весомом теле уравнением

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{w} \cdot \mathbf{B}],$$

так что уравнением электромагнитной индукции в движущемся теле является

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E}' + \operatorname{rot}[\mathbf{w} \cdot \mathbf{B}].$$

Максвелл не стал изменять другие электромагнитные уравнения, которые остались в привычном виде

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}', \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad c \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{s}.$$

Однако Герц, под впечатлением двойственности электрических и магнитных явлений, изменил последнее из этих уравнений, принимая, что магнитная сила $(1/c)[\mathbf{D} \cdot \mathbf{w}]$ создается в диэлектрике, который движется со скоростью $\mathbf{w}$ в электрическом поле; такая сила была бы магнитным аналогом электродвижущей силы индукции. Тогда в последнее уравнение вводится слагаемое, включающее $\operatorname{rot}[\mathbf{D} \cdot \mathbf{w}]$.

Теория Герца во многих отношениях напоминает теорию Хевисайда[1], который тоже настаивал на двойственной природе электромагнитного поля и, вследствие этого, был склонен принимать слагаемое, включающее $\operatorname{rot}[\mathbf{D} \cdot \mathbf{w}]$, в уравнениях движущихся сред. Хевисайд осознавал (более четко, чем его предшественники) различие между силой $\mathbf{E}'$, которая определяет поток $\mathbf{D}$, и силой $\mathbf{E}$, rot которой представляет электрический ток; и, согласно принципу

[1]Общая теория Хевисайда публиковалась в ряде статей в *Electrician*, начиная с 1885 года. Его более ранняя работа была переопубликована в *Electrical Papers* (2 тома, 1892 г.) и в *Electromagnetic Theory* (2 тома, 1894 г.). Можно также отдельно упомянуть научный труд в *Phil. Trans.* CLXXXIII (1892), с. 423.

двойственности, он проводил такое же различие между магнитной силой $\mathbf{H}'$, определяющей поток $\mathbf{B}$, и силой $\mathbf{H}$, rot которой представляет «магнитный ток». Это различие, как показал Хевисайд, важно, когда на систему действуют «приложенные силы», как то: гальванические электродвижущие силы или постоянное намагничивание; эти силы следует включать в $\mathbf{E}'$ и $\mathbf{H}'$, поскольку они способствуют созданию потоков $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$; но в $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ их включать не следует, потому что их rot не являются электрическими или магнитными токами; поэтому в общем мы имеем

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{e}, \quad \mathbf{H}' = \mathbf{H} + \mathbf{h},$$

где $\mathbf{e}$ и $\mathbf{h}$ обозначают приложенные силы.

Развивая теорию с помощью этих концепций, Хевисайд пришел к дальнейшей модификации. *Приложенную силу* лучше всего определять через энергию, которую она сообщает системе; таким образом, если $\mathbf{e}$ — это приложенная электрическая сила, то энергия, сообщенная единичному объему электромагнитной системы за единицу времени, — это скалярное произведение $\mathbf{e}$ и электрического тока. Чтобы это уравнение было истинным, необходимо рассматривать электрический ток в движущейся среде как состоящий из тока проводимости, тока смещения, конвекционного тока, а также из слагаемого по $\operatorname{rot}[\mathbf{D} \cdot \mathbf{w}]$, присутствие которого в уравнение мы уже отметили. Его можно назвать *током диэлектрической конвекции*. Таким образом, полный ток равен

$$\mathbf{S} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{s} + \rho\mathbf{w} + \frac{1}{4\pi}\operatorname{rot}[\mathbf{D} \cdot \mathbf{w}],$$

где $\rho\mathbf{w}$ обозначает конвекционный ток. Уравнением связи тока с магнитной силой является

$$c\operatorname{rot}(\mathbf{H}' - \mathbf{h}_0) = 4\pi\mathbf{S},$$

где $\mathbf{h}_0$ обозначает приложенные магнитные силы, отличные от тех, которые создаются при движении среды.

Сейчас мы должны рассмотреть успех, который был достигнут за время после публикации *Treatise* Максвелла в некоторых частных задачах электричества и оптики.

Мы видели[1], что Максвелл учитывал вращение плоскости поляризации света в среде, подвергнутой влиянию магнитного поля $\mathbf{K}$,

---

[1]См. стр. 328.

прибавляя к кинетической энергии эфира, представленной $\frac{1}{2}\rho\left(\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}\right)^2$, слагаемое $\frac{1}{2}\sigma\left(\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}\cdot\frac{\partial \mathbf{e}}{\partial \theta}\right)$, где σ — это магнитооптическая постоянная характеристика вещества, через которое проходит свет, а $\partial/\partial\theta$ обозначает $K_x\partial/\partial x + K_y\partial/\partial y + K_z\partial/\partial z$. В 1879 году эту теорию развил Фитцджеральд[1], который тесно связал ее с электромагнитной теорией света, отождествляя rot смещения $\mathbf{e}$ эфирных частиц с электрическим смещением; тогда производная $\mathbf{e}$ по времени соответствует магнитной силе. Таким образом, обладая определенной электромагнитной теорией магнитного вращения света, Фитцджеральд расширил ее с целью объяснения близко связанных с ней явлений. В 1876 году Дж. Керр[2] экспериментально показал, что когда линейнополяризованный свет регулярно отражается от любого полюса железного электромагнита, то отраженный луч имеет составляющую, поляризованную в плоскости, перпендикулярной обыкновенному отраженному лучу. Вскоре после того, как об этом открытии узнали, Фитцджеральд[3] предложил объяснить его с помощью того же слагаемого в уравнениях, которое учитывает магнитное вращение света в прозрачных телах. Он аргументировал это тем, что если падающий линейнополяризованный луч разложить на два луча, поляризованных по кругу в противоположных направлениях, показатели преломления этих двух лучей будут иметь разные значения, значит, интенсивности после отражения тоже будут различны; так что при повторном их объединении получатся два линейнополяризованных луча: один из них будет поляризован в плоскости падения, а второй — перпендикулярно этой плоскости.

Аналитическое исследование явления Керра, которое Фитцджеральд привел в своем научном труде 1879 года, основывалось именно на этих идеях; объяснялись самые основные характеристики этого явления, однако в некоторых отношениях это исследование было несовершенным[4].

---

[1] *Phil. Trans.* CLXXI (1879), с. 691; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 45.

[2] *Phil. Mag.* (5), III (1877), с. 321.

[3] *Proc. R. S.* XXV (1877), с. 447; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 9.

[4] Ср. замечания Лармора в его «Report on the Action of Magnetism on Light», *Brit. Assoc. Rep.*, 1893; и его редакторские комментарии в работе Фитцджеральда *Scientific Writings*. Лармор нашел источник противоречивости уравнений, с помощью которых Фитцджеральд представил граничные условия на поверхности раздела сред. Фитцджеральд действительно допустил ошибку, подобную той, которую часто допускали более ранние авторы, работавшие над теорией света как упругого твердого тела. Они

Новая плодотворная концепция появилась в 1879–80 гг., когда Г. А. Роуланд[1] высказал предположение о существовании связи между магнитным вращением света и явлением, которое открыл его ученик Холл[2]. Эффект Холла можно рассматривать как вращение токов проводимости под влиянием магнитного поля; и, если принять, что токи смещения в диэлектриках вращаются точно также, то, очевидно, можно объяснить эффект Фарадея. Если рассматривать этот вопрос с аналитической точки зрения, то эффект Холла можно представить, прибавляя к электродвижущей силе слагаемое $k[\mathbf{K}\cdot\mathbf{S}]$, где $\mathbf{K}$ обозначает приложенную магнитную силу, а $\mathbf{S}$ — ток. Поэтому Роуланд принял, что для диэлектриков в электрической силе существует дополнительное слагаемое, пропорциональное $\left[\mathbf{K}\cdot\dfrac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}\right]$, т. е. пропорциональное скорости увеличения $[\mathbf{K}\cdot\mathbf{D}]$. Универсально истинным является то, что полный ток в контуре пропорционален скорости уменьшения полной магнитной индукции через этот контур; поэтому полная магнитная индукция через контур должна содержать слагаемое, пропорциональное интегралу $[\mathbf{K}\cdot\mathbf{D}]$, взятому по контуру. Следовательно, магнитная индукция в любой точке должна содержать слагаемое, пропорциональное $\operatorname{rot}[\mathbf{K}\cdot\mathbf{D}]$. Значит, мы имеем право записать

$$\mathbf{B}=\mathbf{H}+\sigma\operatorname{rot}[\mathbf{K}\cdot\mathbf{D}],$$

где σ обозначает постоянную. Но если это уравнение объединить с обыкновенными электромагнитными уравнениями

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t},\quad \operatorname{rot}\mathbf{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\quad \mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E},$$

и исключить все вектора, кроме $\mathbf{B}$ (считая $\mathbf{K}$ постоянной), то получится уравнение

$$\frac{\partial^2\mathbf{B}}{\partial t^2}=(c^2/\varepsilon)\nabla^2\mathbf{B}-c\sigma\operatorname{rot}(\partial^2\mathbf{B}/\partial t\partial\theta),$$

где $\partial/\partial\theta$ обозначает $(K_x\partial/\partial x+K_y\partial/\partial y+K_z\partial/\partial z)$. Это уравнение идентично уравнению, которое Максвелл дал[3] для движения эфира в

забывали, что, когда среда считается несжимаемой, то это условие несжимаемости необходимо вводить в вариационное уравнение движения (как было сделано *выше*, стр. 192). Лармор показал, что при внесении этой поправки появились новые слагаемые (напоминающие слагаемые по p, *выше*, стр. 192), и тем самым была устранена противоречивость уравнений.

[1] *Amer. Jour. Math.* II, с. 354; III, с. 89; *Phil. Mag.* XI (1881), с. 254.

[2] См. стр. 343.

[3] См. стр. 329.

намагниченных средах. Отсюда следует, что допущения Максвелла и Роуланда, несмотря на свою физическую разницу, приводят к одним и тем же аналитическим уравнениям: по крайней мере, пока дело касается распространения в однородной среде.

Связь явления Холла с магнитным вращением света и с отражением света от намагниченных металлов всесторонне изучалась[1] после публикации научного труда Роуланда; однако удовлетворительное

---

[1]Теория Бассе (*Phil. Trans.* CLXXXII [1891], с. 371), как и теория Роуланда, основывалась на идее распространения явления Холла на диэлектрические среды. Недостаток этой теории заключался в том, что тангенциальная составляющая электродвижущей силы не была непрерывной по поверхности раздела намагниченной и ненамагниченной сред; однако впоследствии Бассе преодолел эту сложность (*Nature*, LII [1895], с. 618; LIII [1895], с. 130; *Amer. Jour. Math.* XIX [1897], с. 160): в уравнение, связывающее электрическое смещение с электрической силой, был введен эффект, аналогичный эффекту Холла, так что уравнение приняло вид

$$\mathbf{E} = (1/\varepsilon)\mathbf{D} + \sigma\left[\mathbf{K}\cdot\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}\right].$$

В 1893 году Бассе (*Proc. Camb. Phil. Soc.* VIII, с. 68) получил аналитические выражения, представляющие магнито-оптическое явление Керра, подставляя комплексную величину вместо показателя преломления в формулы, применимые к прозрачным намагниченным веществам.

Магнитное вращение света и явление Керра также исследовали Р. Т. Глейзбрук *Phil. Mag.* XI (1881), с. 397; Дж. Дж. Томсон *Recent Researches*, с. 482; Д. А. Гольдгаммер *Ann. d. Phys.* XLVI (1892), с. 71; XLVII (1892), с. 345; XLVIII (1893), с. 740; L (1893), с. 772; П. Друде *Ann. d. Phys.* XLVI (1892), с. 353; XLVIII (1893), с. 122; XLIX (1893), с. 690; LII (1894), с. 496; С. Г. Винд *Verslagen Kon. Akad. Amsterdam*, 29 сент. 1894 г.; Рейф *Ann. d. Phys.* LVII (1896), с. 281; Дж. Г. Летем *Phil. Trans.* CXC (1897), с. 89; *Trans. Camb. Phil. Soc.* XVII (1898), с. 16; и В. Фойгт во многих научных трудах и в трактате *Magneto- und Elektrooptik*. О докладе Лармора, представленном Британской Ассоциации в 1893 году, уже было упомянуто.

В большинстве более поздних теорий уравнения распространения света в намагниченных металлах выводятся из двух фундаментальных электромагнитных уравнений

$$c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{S}, \quad -c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t};$$

причем считается, что полный ток S состоит из части (тока смещения), пропорциональной $\dfrac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}$, из части (тока проводимости), пропорциональной $\mathbf{E}$, и из части, пропорциональной векторному произведению $\mathbf{E}$ и намагничивания.

В разное время создавались различные механические модели сред, в которых происходят магнитооптические явления. У. Томсон (*Proc. Lond. Math. Soc.* VI [1875], с. 190) исследовал распространение волн смещения по натянутой цепочке, звенья которой содержат вращающиеся маховики: ср. также Лармор *Proc. Lond. Math. Soc.* XXI (1890), с. 423; XXIII (1891), с. 127; Ф. Газенорль *Wien Sitzungsberichte*, CVII, 2a (1898), с. 1015; У. Томсон (Кельвин) *Phil. Mag.* XLVIII (1899), с. 236 и *Baltimore Lectures*; Фитцджеральд *Electrician*, 4 авг. 1899 г. = Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 481.

представление молекулярных процессов, связанных с магнитооптическими явлениями, было получено только после создания современной теории электронов.

Родственные явления вращательной поляризации в естественно активных телах исследовал в 1892 году Гольдгаммер[1]. Напомним[2], что Буссинеск в своей теории упругого твердого тела представил вращение плоскости поляризации растворов сахара уравнением

$$\mathbf{e}' = \mathbf{A}\mathbf{e} + \mathbf{B}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{e}$$

вместо обычного уравнения

$$\mathbf{e}' = \mathbf{A}\mathbf{e}.$$

Теперь же Гольдгаммер предложил представлять силу вращения в электромагнитной теории, приняв уравнение

$$\mathbf{E} = (1/\varepsilon)\mathbf{D} + k\,\mathrm{rot}\,\mathbf{D}$$

вместо привычного уравнения

$$\mathbf{E} = (1/\varepsilon)\mathbf{D},$$

где постоянная k — мера естественной силы вращения рассматриваемого вещества. За оставшиеся уравнения принимаются обычные уравнения

$$c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad -c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}.$$

Исключая $\mathbf{H}$ и $\mathbf{E}$, мы имеем

$$\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = (c^2/\varepsilon)\nabla^2\mathbf{D} + kc^2\nabla^2\,\mathrm{rot}\,\mathbf{D}.$$

Для плоской волны, распространяющейся параллельно оси x, это уравнение сводится к системе

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 D_y}{\partial t^2} = \dfrac{c^2}{\varepsilon}\dfrac{\partial^2 D_y}{\partial x^2} - kc^2\dfrac{\partial^3 D_z}{\partial x^3}, \\ \dfrac{\partial^2 D_z}{\partial t^2} = \dfrac{c^2}{\varepsilon}\dfrac{\partial^2 D_z}{\partial x^2} + kc^2\dfrac{\partial^3 D_y}{\partial x^3}. \end{cases}$$

В 1836 году МакКулаг[3] показал, что эти уравнения подходят для представления вращения плоскости поляризации.

---

[1] *Jour. de Phys.* (3), стр. 205, 345.

[2] См. стр. 205.

[3] См. стр. 194.

В последние годы девятнадцатого столетия общая теория эфира и электричества приобрела новую форму. Но до изучения научных трудов, в которых раскрывается новая концепция, мы рассмотрим успехи, которые были достигнуты с середины столетия в изучении проводимости жидкостных и газообразных сред.

Глава 11

Проводимость в растворах и газах от Фарадея до открытия электрона

Гипотеза, которую Гротгус и Дэви[1] выдвинули для объяснения разложения электролитов, была открыта серьезным возражениям не в одном отношении. Поскольку предполагалось, что электрическая сила сначала разлагает молекулы электролита на ионы, а затем заставляет их двигаться в направлении электродов, то, казалось бы, следует ожидать, что при удвоении электрической силы, должны удваиваться как разложение молекул, так и скорость движения ионов, вследствие чего электролиз должен усиливаться в четыре раза. Однако этот вывод не подтверждается на опыте. Более того, согласно теории Гротгуса, можно было бы ожидать, что для прохождения диссоциации требуется какая-то определенная величина электродвижущей силы и что электролиз не произойдет вообще, если электродвижущая сила не достигает данного значения, что опять-таки противоречит опыту.

Первым выход из этого тупика указал в 1850 году Алекс. Уильямсон[2], который предположил, что в сложных жидкостях разложения и воссоединения молекул непрерывно происходят во всей массе жидкости и в принципе не зависят от приложения внешней электрической силы. Таким образом, атом одного элемента сложного вещества соединяется то с одним, то с другим атомом другого элемента, а в промежутках между этими объединениями атом можно считать абсолютно свободным. В 1857 году ученый из Цюриха Р. Клаузиус[3] положил эту идею в основу теории электролиза. Согласно этой теории, электродвижущая сила, исходящая от электродов, никак не влияет на разложение электролита на ионы, поскольку достаточная для диссоциации степень уже существует вследствие полной неустойчивости молекул электролита. Клаузиус предположил, что эти ионы

---

[1]См. стр. 101.

[2]*Phil. Mag.* XXXVII (1850), с. 350; Либих *Annalen d. Chem. u. Pharm.* LXXVII (1851), с. 37.

[3]*Ann. d. Phys.* CI (1857), с. 338; *Phil. Mag.* XV (1858), с. 94.

имеют противоположные электрические состояния, а потому приложенная электрическая сила вызывает общий дрейф всех ионов одного рода в направлении анода, а всех ионов другого рода — в направлении катода. Именно движение ионов двух родов в противоположных направлениях и составляет гальванический ток в жидкости.

Достоинства гипотезы Уильямсона – Клаузиуса в течение многих лет не были признаны полностью; однако эта гипотеза стала основой той теории электролиза, которая в конце века была принята всеми.

Тем временем начинал привлекать внимание другой аспект электролиза. Уже давно было известно, что прохождение тока через раствор электролита сопровождается не только появлением продуктов разложения на электродах, но и изменением относительной концентрации в различных частях самого раствора. Таким образом, при электролизе раствора сульфата меди, с медными электродами, когда медь разлагается на аноде и осаждается на катоде, оказывается, что концентрация раствора уменьшается вблизи катода и увеличивается вблизи анода. В 1835 году Фарадей провел несколько опытов по этому предмету[1]. В 1844 году исследование этого предмета продолжили Дж. Ф. Даниэль и В. А. Миллер[2], которые объяснили это явление, утверждая, что катион и анион не обладают (как ранее предполагалось) одинаковой способностью легко двигаться к соответствующим им электродам: во многих случаях катион движется, но медленно, а перенос осуществляет, главным образом, анион.

Эту идею принял В. Гитторф (1824–1914) из Мюнстера, который в период с 1853 по 1859 годы опубликовал[3] ряд научных трудов по перемещению ионов. Пусть скорость анионов в растворе относится к скорости катионов как $v : u$. Тогда несложно увидеть, что, если $(u + v)$ молекул электролита разлагаются под действием тока и появляются в виде ионов на электродах, то v этих молекул будет взято из жидкости со стороны катода, а u — со стороны анода. Измеряя концентрацию жидкости вокруг электродов после прохождения тока, Гитторф определил отношение v/u во многих случаях электролиза[4].

---

[1]*Exp. Res.* §§525–30.

[2]*Phil. Trans.* (1844), с. 1; см. также Пуйэ *Comptes Rendus*, X (1845), с. 1544.

[3]*Ann. d. Phys.* LXXXIX (1853), с. 177; XCVIII (1856), с. 1; CIII (1858), с. 1; CVI (1859), стр. 337, 513.

[4]Отношение $v/(u + v)$ Гитторф назвал *числом переноса* аниона.

Следующий этап в теории движения ионов разработал Ф.В.Кольрауш[1] (1840–1910) из Вюрцбурга. Кольрауш показал, что, несмотря на то, что омическая удельная проводимость k раствора уменьшается неопределенно по мере снижения концентрации раствора, отношение k/m, где m обозначает количество грамм-эквивалентов[2] соли на единицу объема, стремится к определенному пределу, когда концентрация раствора является неопределенно малой. Эту предельную величину можно обозначить за λ. Далее он показал, что λ можно выразить как сумму двух частей, одна из которых зависит от катиона, но не зависит от природы аниона; тогда как другая зависит от аниона, но не зависит от катиона — факт, который можно объяснить, допуская, что в растворах с очень низкой концентрацией два иона движутся независимо под влиянием электрической силы. Пусть u и v обозначают скорости катиона и аниона соответственно, когда разность потенциалов на см. в растворе равна единице; тогда полный ток, который прошел через куб единичного объема, равен $mE(u+v)$, где E обозначает электрический заряд, переносимый одним грамм-эквивалентом иона[3]. Таким образом, $mE(u + v) =$ полный ток $=$ $= k = m\lambda$, или $\lambda = E(u+v)$. Определение v/u по методу Гитторфа и $(u+v)$ по методу Кольрауша обеспечило возможность вычисления абсолютных скоростей дрейфа ионов из экспериментальных данных.

Тем временем важные успехи были достигнуты в гальванической теории в связи с другим классом исследований.

Допустим, что два ртутных электрода помещены в раствор подкисленной воды и что между электродами посредством внешних факторов установлена разность потенциалов, недостаточная для создания постоянного разложения воды. Сначала наблюдается небольшой электрический ток — ток поляризации[4]; однако вскоре он прекращается, и после его прекращения система приходит в состояние электрического равновесия. Очевидно, что ток поляризации должен каким-то образом создавать в элементе электродвижущую силу, равную внешней разности потенциалов и имеющую противоположное направление; также очевидно, что эта электродвижущая сила должна

[1] *Ann. d. Phys.* VI (1879), стр. 1, 145. Главные результаты были переданы Геттингенской академии наук в 1876 и в 1877 гг.

[2] Грамм-эквивалент обозначает массу соли, вес которой в граммах равен молекулярному весу, разделенному на валентность ионов.

[3] Т. е. E равно 96 580 кулон.

[4] См. стр. 101.

находиться на электродах, о которых сейчас можно говорить как о *поляризованых.*

Резкое падение электрического потенциала на поверхности раздела двух сред, как-то: ртуть и раствор в данном случае, — требует существования поля электрической силы, значительной напряженности, в пределах тонкого слоя на поверхности раздела. Это поле должно быть вызвано присутствием электрических зарядов. Поскольку за пределами этого тонкого слоя электрического поля не существует, там должны присутствовать в равной степени, как смоляное, так и стеклянное электричество; но стеклянные заряды должны преобладать с одной стороны слоя, а смоляные — с другой; так что вся система в целом напоминает две обкладки конденсатора, между которыми находится диэлектрик. В случае с поляризованным ртутным катодом в подкисленной воде на самом электроде должен быть отрицательный заряд; поверхность этого электрода в поляризованном состоянии можно считать либо ртутной, либо ртутной, покрытой слоем водорода. В растворе вокруг электрода должен существовать избыток катионов и недостаток анионов, так чтобы можно было образовать другой слой конденсатора; этими катионами могут быть либо катионы ртути, которая разложилась на электроде, либо катионы водорода из раствора.

В 1870 году Кромвелл Флитвуд Варли (1828–1883)[1] показал, что ртутный катод, который таким образом поляризован в подкисленной воде, выказывает тенденцию к принятию определенной поверхностной формы, словно поверхностное натяжение на поверхности раздела ртути и раствора каким-то образом зависит от электрического состояния. Этот предмет более полно исследовал в 1873 году молодой французский физик, который тогда готовил свою вступительную диссертацию, Габриэль Липпман[2]. В инструментальном устройстве Липпмана, которое называется *капиллярным электрометром*, ртутные электроды погружены в подкисленную воду; анод H_0 имеет большую поверхность, а катод H имеет переменную поверхность S, которая мала по сравнению с поверхностью анода. При приложении внешней электродвижущей силы несложно увидеть, что падение потенциала на большом электроде изменяется очень мало, тогда как падение потенциала на маленьком электроде изменяется под действием

[1] *Phil. Trans.* CLXI (1871), с. 129.

[2] *Comptes Rendus*, LXXVI (1873), с. 1407; *Phil. Mag.* XLVII (1874), с. 281; *Ann. de Chim. et de Phys.* V (1875), с. 494; XII (1877), с. 265.

поляризации на величину, которая практически равна внешней электродвижущей силе. Липпман нашел, что постоянная капиллярности на поверхности раздела у маленького электрода является функцией внешней электродвижущей силы, а следовательно, разности потенциалов между ртутью и электролитом.

Пусть V обозначает внешнюю электродвижущую силу; не переходя на частный случай, можно принять, что потенциал H_0 равен нулю, так что потенциал H равен $-V$. Состояние системы можно изменять, изменяя V или S; мы принимаем, что эти изменения можно осуществлять независимо, обратимо и изотермически, и что эти изменения не оказывают влияние на состояние большого электрода H_0. Пусть de обозначает количество электричества, которое проходит через элемент от H_0 к H, когда состояние системы изменяется таким образом; пусть E обозначает свободную энергию системы, а γ — поверхностное натяжение в H. Тогда мы имеем

$$dE = \gamma dS + V de,$$

причем γ измеряется работой, которую необходимо проделать, чтобы увеличить поверхность, когда в цепи отсутствует электричество.

Чтобы при изменении падения потенциала на катоде между электродом и раствором можно было восстановить равновесие, будет недостаточно, если только несколько катионов водорода появятся из раствора и разложатся на электроде, отдавая свои заряды, нужно, чтобы произошли изменения в разбиении на группы заряженных ионов водорода, ртути и сульфат-иона в слое раствора, который непосредственно примыкает к электроду. Для каждого из этих условий необходимо, чтобы во внешнем контуре протекало электричество: в одном случае, чтобы нейтрализовать заряды разложившихся катионов, в другом случае — чтобы увеличить поверхностную плотность электрического заряда на электроде, который образует вторую пластину псевдоконденсатора. Обозначим за $Sf(V)$ полное количество электричества, которое прошло по контуру, когда внешняя электродвижущая сила достигла значения V. Тогда очевидно, что

$$de = d\{Sf(V)\};$$

поэтому

$$dE = \{\gamma + Vf(V)\}dS + VSf'(V)dV.$$

Поскольку это выражение должно быть полным дифференциалом, мы имеем

$$\frac{d\gamma}{dV} + f(V) = 0;$$

так что $-d\gamma/dV$ равно тому потоку электричества на единицу вновь образованной поверхности, который после расширения будет поддерживать поверхность в постоянном состоянии (при постоянном V). Интегрируя предыдущее уравнение, имеем

$$E = S\left\{\gamma - V\frac{d\gamma}{dV}\right\}.$$

Липпман нашел, что при приложении внешней электродвижущей силы поверхностное натяжение сначала увеличивается до тех пор, пока не достигнет своего максимального значения при внешней электродвижущей силе, равной примерно одному вольту, после чего оно уменьшается. Он нашел, что $d^2\gamma/dV^2$ ощутимо не зависит от V, так что связь между γ и V можно представить с помощью параболы[1].

Пока эта теория более или менее свободна от допущений относительно того, что происходит на электроде на самом деле. Относительно этого вопроса было выдвинуто множество конфликтующих взглядов. В 1878 году Джозайя Уиллард Гиббс[2] из Йеля (1839–1903) исследовал эту проблему на основе предположения о том, что ток поляризации — это всего лишь обыкновенный ток электрической проводимости, который вызывает высвобождение водорода из ионической формы на катоде. Если это действительно так, то количество электричества, проходящее через элемент при любом смещении, должно быть пропорционально количеству водорода, которое отдано электроду при этом смещении; так что $d\gamma/dV$ должна быть пропорциональна количеству водорода, которое осело на единице площади электрода[3].

Другой взгляд на физические условия у поляризованного электрода принял Гельмгольц[4], который предположил, что ионы водорода, которые ток поляризации приносит к катоду, не отдают там свои заряды, но остаются вблизи электрода, образуя одну пластину псевдоконденсатора, другой пластиной которого является сам электрод[5]. Если за σ обозначить поверхностную плотность электричества на

[1] Липпман *Comptes Rendus*, XCV (1882), с. 686.

[2] *Trans. Conn. Acad.* III (1876–8), стр. 108, 343; Гиббс *Scientific Papers*, I, с. 55.

[3] Это реализовано в уравнении (690) научного труда Гиббса.

[4] *Berlin Monatsber.* (1881), с. 945; *Wiss. Abh.* I, с. 925; *Ann. d. Phys.* XVI (1882), с. 31. См. также Планк *Ann. d. Phys.* XLIV (1891), с. 385.

[5] Концепцию двойных электрических слоев на поверхности раздела двух тел Гельмгольц уже применил для объяснения различных явлений, например, контактной разности потенциалов двух металлов Вольта, электричества трения и «электрического

любой пластине этого псевдоконденсатора, то мы получим

$$de = -d(S\sigma); \quad \text{поэтому} \quad \sigma = d\gamma/dV.$$

Это уравнение показывает, что при $d\gamma/dV$, равном нулю, т. е. при максимальном поверхностном натяжении, σ должна равняться нулю, то есть между ртутью и электролитом разности потенциалов быть не должно. Тогда внешняя электродвижущая сила полностью уравновешивается разрывом потенциала на другом электроде H_0, что дает метод измерения этого разрыва потенциала. Все предыдущие методы измерения разности потенциалов были связаны с привлечением нескольких поверхностей раздела, и было неизвестно, каким образом между ними должна распределяться измеренная разность потенциалов, а потому найденное средство измерения одной разности потенциалов было очевидным достижением, несмотря на то, что гипотеза, которая лежала в основе этого метода, была несколько ненадежной.

Следующий вывод, который Гельмгольц сделал из этой теории, приводит ко второму методу определения разности потенциалов между ртутью и электролитом. Если поверхность ртути расширяется быстро, а электричество переносится в электролите не быстро, то поверхностная плотность электричества в двойном слое должна быстро уменьшаться, поскольку одно и то же количество электричества распределяется по возрастающей площади. Таким образом, можно сделать вывод, что быстро расширяющаяся поверхность ртути в электролите имеет тот же самый потенциал, что и электролит.

Эта концепция реализована в *капельном электроде*, в котором струя ртути, падающая из резервуара в раствор электролита, выверена так, что, касаясь раствора, она рассыпается на капли. Согласно выводу, который сделал Гельмгольц, между каплями и электролитом разности потенциалов не существует; а следовательно, разность потенциалов между электролитом и слоем ртути, который находится под ним в этом же сосуде, равна разности потенциалов между этим слоем ртути и ртутью в верхнем резервуаре, а эту разность можно измерить.

Мы увидим, что как по теории Гиббса, так и по теории Гельмгольца, да и вообще по всем другим теориям, которые касаются этого

эндосмоса», или переноса жидкости, который происходит, когда электрический ток пропускают через две проводящие жидкости, разделенные пористой перегородкой. См. Гельмгольц *Berlin Monatsberichte*, 27 февр. 1879 г.; *Ann. d. Phys.* VII (1879), с. 337; Гельмгольц *Wiss. Abh.* I, с. 855.

предмета[1], $d\gamma/dV$ равна нулю для электрода, поверхность которого быстро увеличивается, например, для капельного электрода, то есть разность потенциалов между обыкновенным ртутным электродом и электролитом при максимальном значении поверхностного натяжения равна разности потенциалов между капельным электродом и тем же самым электролитом. Этот результат экспериментально проверяли многие исследователи, которые показали, что в капиллярном электрометре при максимальном значении поверхностного натяжения приложенная электродвижущая сила равна электродвижущей силе элемента, электродами которого являются большой ртутный электрод и капельный электрод.

Другой научный труд, который принадлежит к этому же периоду карьеры Гельмгольца и который привел к важным открытиям,

[1]Например, по теории Варбурга, *Ann. d. Phys.* XLI (1890), с. 1. В этой теории он принимает, что раствор электролита вблизи электродов изначально содержит растворенную соль ртути. При приложении внешней электродвижущей силы через электролит проходит ток проводимости, который в веществе электролита переносят ионы кислоты и водорода. Варбург предположил, что на катоде ионы водорода вступают в реакцию с солью ртути, восстанавливая ее до металлической ртути, которая осаждается на электроде. Таким образом, на катоде происходит значительное изменение концентрации соли ртути. На аноде ионы кислоты, которые переносят ток, воздействуют на ртуть, которая находится на электроде, тем самым увеличивая местную концентрацию соли ртути, но из-за размера анода это увеличение незначительно, и им можно пренебречь.

Таким образом, Варбург предположил, что электродвижущая сила поляризованного элемента — это электродвижущая сила концентрационного элемента, которая зависит от различной концентрации соли ртути на электроде. Он нашел, что $d\gamma/dV$ равна количеству соли ртути на единице площади катода, поделенному на электрохимический эквивалент ртути. Таким образом, ранее полученное уравнение представлено в новом физическом толковании.

Варбург связал увеличение поверхностного натяжения с тем, что поверхностное натяжение между ртутью и раствором всегда увеличивается при уменьшении концентрации раствора. Его теория, конечно, не приводит к выводу об *абсолютной* разности потенциалов между ртутью и раствором, как это делает теория Гельмгольца.

Варбург предположил, что на электроде, поверхность которого быстро увеличивается, например, на капельном электроде, поверхностная плотность соли ртути стремится к нулю, так что $d\gamma/dV$ равна нулю.

Объяснение капельных электродов, которое предпочел Нернст, *Beilage zu den Ann. d. Phys.* LVIII (1896), с. 1, заключалось в том, что разность потенциалов, соответствующая равновесию между ртутью и электролитом, устанавливается мгновенно, но ионы извлекаются из раствора, чтобы образовать необходимый для этого двойной слой и что эти ионы уносятся вниз с каплями ртути до тех пор, пока верхний слой раствора не истощится настолько, что образование двойного слоя уже станет невозможным. Истощение верхнего слоя раствора наблюдал В. Палмаер, *Zeitsch. Phys. Chem.* XXV (1898), с. 265; XXVIII (1899), с. 257; XXXVI (1901), с. 664.

был связан с особым классом гальванических элементов. В элементе самого обычного типа положительный и отрицательный электроды сделаны из разных металлов, и выделение энергии зависит от разности в химических сродствах этих металлов по отношению к жидкостям в элементе. Однако в том классе элементов, которые теперь рассматривал Гельмгольц[1], два электрода состоят из одного и того же металла (скажем, меди), а жидкость (скажем, раствор сульфата меди) имеет более высокую концентрацию вблизи одного электрода, чем вблизи другого. Когда элемент работает, соль переходит из области высокой концентрации в область низкой концентрации, чтобы уравновесить свое распределение. Этот процесс сопровождается протеканием тока во внешнем контуре между электродами. Такие элементы экспериментально изучил Джеймс Мозер незадолго[2] до исследования Гельмгольца.

Работа элемента вызвана тем, что свободная энергия раствора зависит от его концентрации; молекулы соли, переходя из области высокой концентрации в область низкой концентрации, тем самым могут поставлять энергию, как сжатый газ может поставить энергию при снижении степени его сжатия. Чтобы исследовать этот вопрос с количественной точки зрения, обозначим за $nf(n/V)$ слагаемое в свободной энергии раствора, которое создано растворением n грамм-молекул соли в объеме V чистого растворителя; функция f будет безусловно зависеть и от температуры. Тогда при испарении dn грамм-молекул растворителя из раствора уменьшение свободной энергии системы, очевидно, равно свободной энергии dn грамм-молекул жидкого растворителя, минус свободная энергия dn грамм-молекул пара растворителя, плюс $nf(n/V)$ минус $nf\{n/(V-vdn)\}$, где v обозначает объем одной грамм-молекулы жидкости. Но это уменьшение свободной энергии должно равняться механической работе, поставленной во внешний мир, которая равна $dn\cdot p_1(v'-v)$, если p_1 обозначает давление пара раствора при данной температуре, а v' — объем одной грамм-молекулы пара. Тогда мы имеем

$$dn\cdot p_1(v'-v) = \\ = -\text{свободная энергия } dn \text{ грамм-молекул пара растворителя} + \\ + \text{свободная энергия } dn \text{ грамм-молекул жидкого растворителя} + \\ + nf(n/V) - nf\{n/(V - v\,dn)\}.$$

[1]*Berlin Monatsber.* (1877), с. 713; *Phil. Mag.* (5), V (1878), с. 348; перепечатано с дополнениями в *Ann. d. Phys.* III (1878), с. 201.

[2]*Ann. d. Phys.* III (1878), с. 216.

Вычитая из этого уравнения уравнение, которое получается при n, равном нулю, имеем

$$dn \cdot (p_1 - p_0)(v' - v) = nf(n/V) - nf\{n/(V - v\,dn)\},$$

где p_0 обозначает давление пара чистого растворителя при данной температуре; так что

$$(p_1 - p_0)(v' - v) = -(n^2/V^2)f'(n/V)v.$$

Известно, что при растворении соли в воде давление пара понижается пропорционально концентрации соли. Во всяком случае, когда концентрация мала, фактически, согласно закону Рауля, $(p_0 - p_1)/p_0$ приблизительно равно nv/V; так что предыдущее уравнение принимает вид

$$p_0 V(v' - v) = nf'(n/V).$$

Пренебрегая v по сравнению с v' и используя уравнение состояния идеальных газов (а именно,

$$p_0 v' = RT,$$

где T обозначает абсолютную температуру, а R — постоянную уравнения состояния), мы имеем

$$f'(n/V) = RTV/n,$$

и следовательно,

$$f(n/V) = RT\log(n/V).$$

Таким образом, в выражении для свободной энергии одной грамм-молекулы растворенной соли слагаемое, которое зависит от концентрации, пропорционально логарифму концентрации. Значит, если в концентрационном элементе одна грамм-молекула соли переходит из области высокой концентрации c_2 у одного электрода в область низкой концентрации c_1 у другого электрода, ее свободная энергия уменьшается на величину, пропорциональную $\log(c_2/c_1)$. Энергию, которая при этом исчезает, система отдает в виде электрической работы, следовательно, электродвижущая сила концентрационного элемента должна быть пропорциональна $\log(c_2/c_1)$. Теория растворов и давления их пара в то время еще не была достаточно развита, чтобы

дать Гельмгольцу возможность точно определить коэффициент при $\log(c_2/c_1)$ в этом выражении[1].

Важного успеха в теории растворов достиг в 1887 году молодой шведский физик Сванте Аррениус (1859–1927)[2]. Интерпретируя свойства, которые открыл Кольрауш[3], в свете идей Уильямсона и Клаузиуса относительно спонтанной диссоциации электролитов, Аррениус заключил, что в растворах с очень низкой концентрацией электролит полностью разлагается на ионы, а в растворах с более высокой концентрацией соль диссоциирует не полностью. Он также пришел к выводу, что электричество в растворе, как в любых растворах, переносится исключительно благодаря движению ионов. Тогда эквивалентная проводимость[4] должна быть пропорциональна отношению, выражающему степень ионизации. Эти концепции обеспечили возможность количественной оценки диссоциации и построения общей теории электролитов.

Современные физики и химики поначалу с трудом верили в то, что в очень разбавленных растворах соль существует исключительно в виде ионов, к примеру, что в растворе обыкновенной соли натрий и хлор существуют отдельно и независимо друг от друга. Однако химические опыты свидетельствуют в пользу концепции Аррениуса. Например, проверки, которые проводятся при химическом анализе, в действительности являются проверками на наличие ионов; железо в виде ферроцианида и хлор в виде хлората не реагируют на характеристические проверки на наличие железа и хлора соответственно, так как на самом деле эти проверки способны обнаружить только ионы железа и хлора.

Всеобщее принятие взглядов Аррениуса произошло достаточно быстро благодаря поддержке В. Оствальда, который привел дальнейшее свидетельство в их пользу. Например, все перманганаты в раз-

---

[1]Гельмгольц дал следующую формулу: электродвижущая сила элемента равна $b(1-n)v\log(c_2/c_1)$, где c_2 и c_1 обозначают концентрации раствора у электродов, v обозначает объем одного грамма пара в равновесии с водой при данной температуре, n — число переноса для катиона ($1/n$ Гитторфа), b обозначает $q\times$ понижение давления пара при растворении одного грамм-эквивалента соли в q граммах воды, где q обозначает большое число.

[2]*Zeitschrift für phys. Chem.* I (1887), с. 631. Предыдущие исследования, которые в некоторой степени предсказали эту теорию, были опубликованы в *Bihang till Svenska Vet. Ak. Förh.* VIII (1884), ном. 13 и 14.

[3]См. стр. 398.

[4]Т. е. отношение омической удельной проводимости раствора к числу грамм-эквивалентов соли на единичный объем.

бавленных растворах выказывают один и тот же фиолетовый цвет, поэтому Оствальд счел идентичными все их спектры поглощения[1]. Эту идентичность легко объяснить с помощью теории Аррениуса, допуская, что рассматриваемый спектр — это спектр аниона, который соответствует кислотному радикалу. Голубой цвет, который наблюдается у разбавленных растворов солей меди даже в том случае, когда концентрированный раствор имеет не голубой цвет, точно также можно приписать голубому цвету катиона меди. Поразительный пример подобного рода дает железистый сульфоцианид: в данном случае концентрированный раствор имеет ярко-красный цвет, который соответствует цвету соли, но при разбавлении этого раствора цвет исчезает, так как ионы бесцветны.

Если принять, что ионы могут в некотором роде непрерывно существовать в растворе соли, то, руководствуясь соображениями термодинамики, можно показать, что степень диссоциации должна возрастать по мере снижения концентрации раствора и что при бесконечно низкой концентрации должна произойти полная диссоциация. Для свободной энергии разбавленного раствора объема V, содержащего n_1 грамм-молекул одного вещества, n_2 грамм-молекул другого и т. д., имеется (как можно показать при очевидном распространении рассуждения, которое уже применялось в связи с концентрационными элементами)[2]

$$\sum_r n_r \varphi_r(T) + RT \sum_r n_r \log(n_r/V) + \text{свободная энергия},$$

которой обладал растворитель до введения растворимых, где $\varphi_r(T)$ зависит от T и от природы r-го растворимого, но не зависит от V; R обозначает постоянную, которая встречается в уравнении состояния идеальных газов. Когда система находится в равновесии, реагенты будут соотносится так, чтобы свободная энергия имела стабильное значение для небольших действительных изменений δn_1, δn_2, ... соотношений. Следовательно, можно записать

$$0 = \sum \delta n_r \cdot \varphi_r(T) + RT \sum \delta n_r \cdot \log(n_r/V) + RT \sum \delta n_r.$$

Применяя это уравнение к такому электролиту, в котором исчезновение одной молекулы соли (обозначенной индексом $_1$) порождает

[1] Исследование спектров с более высокой дисперсией не подтверждает этот вывод полностью.

[2] См. стр. 404–405.

один катион (обозначенный индексом $_2$) и один анион (обозначенный индексом $_3$), мы получаем равенство $\delta n_1 = -\delta n_2 = -\delta n_3$. Таким образом, уравнение приобретает вид

$$0 = \varphi_1(T) - \varphi_2(T) - \varphi_3(T) + RT\log(n_1V/n_2n_3) - RT,$$

или

$$n_1V/n_2n_3 = \text{функция исключительно } T.$$

Поскольку в нейтральном растворе число анионов равно числу катионов, то это уравнение можно записать как

$$n_2^2 = Vn_1 \times \text{функция исключительно } T.$$

Последнее уравнение показывает, что, когда величина V очень большая (так что раствор является очень разбавленным), то n_2 имеет очень большое значение по сравнению с n_1, то есть соль стремится к состоянию полной диссоциации.

Идеи Аррениуса весьма поспособствовали успеху Вальтера Нернста[1] (1864–1941) в совершенствовании теории концентрационных элементов, которую создал Гельмгольц, и представлении их механизма гораздо более определенным образом, чем ранее.

Обозначим скорость дрейфа катионов под действием единичной электрической силы в растворе электролита за u, скорость дрейфа анионов — за v, так что часть $u/(u+v)$ тока переносится катионами, а часть $v/(u+v)$ — анионами. Если концентрация раствора у одного электрода c_1, а у другого — c_2, то из ранее определенной формулы для свободной энергии следует, что один грамм-ион катионов при движении от одного электрода к другому, способен отдать энергию в размере[2] $RT\log(c_2/c_1)$, тогда как один грамм-ион анионов, движущихся в противоположном направлении, должен поглотить такое же количество энергии. Следовательно, полное количество работы, выполненной при переносе одной грамм-молекулы соли из области с концентрацией c_2 в область с концентрацией c_1, равно

$$\frac{u-v}{u+v}RT\log\frac{c_2}{c_1}.$$

---

[1] *Zeitschr. für phys. Chem.* II (1888), с. 613; IV (1889), с. 129; *Berlin Sitzungsberichte* (1889), с. 83; *Ann. d. Phys.* XLV (1892), с. 360. См. также Макс Планк *Ann. d. Phys.* XXXIX (1890), с. 161; XL (1890), с. 561.

[2] К этому времени уже был известен правильный закон зависимости свободной энергии от температуры.

Значение электрического заряда, который проходит в контуре при переносе одной грамм-молекулы соли, пропорционально валентности ν ионов, а выполненная работа пропорциональна произведению этого заряда и электродвижущей силы E элемента; так что в подходящих единицах мы имеем

$$E = \frac{RT}{\nu}\frac{u-v}{u+v}\log\frac{c_2}{c_1}.$$

Типичный концентрационный элемент, к которому можно применить эту формулу, можно составить следующим образом: пусть некоторое количество амальгамы цинка, в которой концентрация цинка равна c_1, контактирует с разбавленным раствором сульфата цинка, который, в свою очередь, контактирует с некоторым количеством амальгамы цинка концентрации c_2. При соединении двух масс амальгамы проводящей проволокой снаружи элемента электрический ток течет в проволоке от слабой амальгамы к сильной[1], а катионы цинка проходят через раствор от сильной амальгамы к слабой. Электродвижущая сила такого элемента (если допустить, что ток переносят только катионы) равна

$$\frac{RT}{\nu}\log\frac{c_2}{c_1}.$$

Не удовлетворившись выводом уравнения для электродвижущей силы из соображений, связанных с энергией, Нернст продолжил работу, чтобы получить определенную механическую концепцию процесса проводимости в электролитах. Ионы приводятся в движение электрической силой, связанной с градиентом потенциала в электролите. Но это не единственная сила, которая на них действует, так как, поскольку их свободная энергия уменьшается по мере снижения концентрации, должна существовать какая-то сила, сопровождающая каждый процесс, при котором происходит снижение концентрации. В качестве иллюстрации можно привести аналогию с газом, сжатым в цилиндре, оснащенном поршнем: свободная энергия газа уменьшается по мере уменьшения степени сжатия, а следовательно, то движение поршня, которое стремится уменьшить сжатие, сопровождается силой — «давлением» газа на поршень. Точно также, если бы раствор находился в цилиндре, оснащенном поршнем, способным пропускать чистый растворитель, но не раствор, и если бы вся

[1]Вряд ли необходимо упоминать о том, что это предполагаемое направление тока является чисто условным.

эта конструкция была погружена в чистый растворитель, то свободная энергия системы уменьшалась бы при движении поршня наружу для принятия в раствор большего количества растворителя; а следовательно, это движение поршня сопровождалось бы силой — так называемым «осмотическим давлением раствора»[1].

Теперь рассмотрим случай со взятым в отдельности электролитом, предполагая, что он идеально диссоциирован; предположим, что его состояние одинаково во всех точках любой плоскости, перпендикулярной оси x. Обозначим за ν валентность ионов, а за V — электрический потенциал в любой точке. Поскольку[2] свободная энергия данного количества вещества в бесконечно разбавленном растворе зависит от концентрации точно так же, как свободная энергия данного количества идеального газа зависит от его плотности, то осмотическое давление p для каждого иона определяется через концентрацию и температуру уравнением состояния идеальных газов

$$Mp = RTc,$$

где M обозначает молекулярную массу соли, а c — массу соли на единичный объем.

Рассмотрим катионы, которые содержатся в параллелепипеде в области x, поперечное сечение которого имеет единичную площадь, а длина равна dx. На эти катионы действуют механическая сила, созданная электрическим полем и равная $-(\nu c/M)dV/dx \cdot dx$, и механическая сила, созданная осмотическим давлением и равная $-dp/dx \cdot dx$. Если за u обозначить скорость дрейфа катионов в поле единичной электрической силы, то полное количество заряда, которое было бы перенесено катионами через единицу площади за единицу времени под воздействием только электрических сил, было бы равно $-(u\nu c/M)dV/dx$; поэтому под воздействием обоих сил оно равно

$$-\frac{u\nu c}{M}\left(\frac{dV}{dx} + \frac{RT}{c\nu}\frac{dc}{dx}\right).$$

Точно также, если за v обозначить скорость дрейфа анионов в единичном электрическом поле, то заряд, перенесенный анионами через единицу площади за единицу времени, равен

$$\frac{v\nu c}{M}\left(-\frac{dV}{dx} + \frac{RT}{c\nu}\frac{dc}{dx}\right).$$

[1] См. Вант-Гофф *Svenska Vet.-Ak. Handlingar* XXI (1886), no. 17; *Zeitschrift für Phys. Chem.* I (1887), с. 481.

[2] Как следует из полученного выражения, *выше*, стр. 405.

Следовательно, если полный ток обозначить за i, то получится

$$i = -(u+v)\frac{\nu c}{M}\frac{dV}{dx} - (u-v)\frac{RT}{M}\frac{dc}{dx},$$

или

$$-\frac{dV}{dx}\,dx = \frac{M dx}{(u+v)\nu c}i + \frac{u-v}{u+v}\frac{RT}{\nu c}\frac{dc}{dx}\,dx.$$

Первое слагаемое с правой стороны, очевидно, представляет произведение тока на омическое сопротивление параллелепипеда dx, а второе слагаемое представляет внутреннюю электродвижущую силу параллелепипеда. Следовательно, если за r обозначить удельное сопротивление, мы должны получить

$$u + v = M/r\nu c,$$

что не противоречит уравнению Кольрауша[1]; а интегрируя выражение для внутренней электродвижущей силы параллелепипеда dx, мы получаем для электродвижущей силы элемента, действие которого зависит от переноса электролита между областями с концентрациями c_1 и c_2, значение

$$\frac{u-v}{u+v}\frac{RT}{\nu}\int\frac{1}{c}\frac{dc}{dx}\,dx,$$

или

$$\frac{u-v}{u+v}\frac{RT}{\nu}\log\frac{c_2}{c_1},$$

которое согласуется с уже полученным результатом.

Можно заметить, что, несмотря на то, что ток, создаваемый концентрационным элементом, который находится при постоянной температуре, способен совершать работу, эта работа обеспечивается не за счет уменьшения полной внутренней энергии элемента, а за счет отвода тепловой энергии от расположенных рядом тел. Это действительно (как можно увидеть, ссылаясь на общее уравнение свободной энергии У. Томсона)[2] должно происходить с любой системой, свободная энергия которой в точности пропорциональна абсолютной температуре.

Успехи, которые были достигнуты в последней четверти девятнадцатого века в отношении проводимости электричества жидкостями, несмотря на всю их значимость, можно рассматривать как

---

[1]См. стр. 398.

[2]См. стр. 261.

естественное развитие теории, которая уже давно явила себя миру. Иначе дело обстояло со сходной задачей проводимости электричества газами, так как, несмотря на то, что многие поколения философов изучали замечательные эффекты, которые наблюдаются при прохождении тока через разреженный газ, удовлетворительная теория этих явлений был открыта совсем недавно.

Некоторые ученые начала восемнадцатого века, которые занимались электричеством, проводили опыты в безвоздушном пространстве; в частности, Гауксби[1] в 1705 году наблюдал свечение, которое появляется, если стекло потереть в разреженном воздухе. Однако первыми непрерывный разряд в разреженном воздухе, по-видимому, исследовали Готтфрид Генрих Груммерт (1719–76?) в 1744 году[2] и Уотсон[3], который, с помощью электрической машины, провел ток через вакуумную стеклянную трубку диаметром три дюйма и длиной три фута. «Наблюдать, — писал он, — за прохождением электричества в затемненной комнате было воистину восхитительно: иметь возможность наблюдать не его кисти или пучки лучей длиной один или два дюйма, как это бывает на открытом воздухе, а сверкание во всю длину трубки между пластинами, то есть тридцать два дюйма». Внешний вид этого электричества он описывал в разных случаях как «блестящего серебряного оттенка; очень похожий на самое яркое сверкание *северного полярного сияния*» и «образующий непрерывную дугу сверкающего пламени». Его теоретическое объяснение заключалось в том, что электричество «без участия какой-либо сверхъестественной силы, продвигается в вакууме посредством своей собственной упругости, чтобы поддерживать в машине равновесие» — эта концепция естественным образом вытекает из объединения одножидкостной теории Уотсона с доминирующей доктриной об электрической атмосфере[4].

Другое объяснение выдвинул Нолле, который проводил опыты с электричеством в разреженном воздухе примерно в то же время, что и Уотсон[5], и увидел в них поразительное подтверждение своей собственной гипотезы о вытекающей и притекающей электрической

[1] *Phil. Trans.* XXIV (1705), c. 2165; Гауксби *Physico-Mechanical Experiments*, Лондон, 1709 г.

[2] См. И. Г. Винклер *Die Stärke d. elektr. Kraft d. Wassers in gläsernen Gefässen*, Липс., 1746 г.

[3] *Phil. Trans.* XLV (1748), c. 93; XLVII (1752), c. 362.

[4] См. главу II.

[5] Нолле *Recherches sur l'Electricite*, 1749 г., troisième discours.

материи[1]. Согласно Нолле, частицы вытекающего потока сталкиваются с частицами притекающего потока, который движется в противоположном направлении; это весьма сильно потрясает их, и в них создается возмущение, доходящее до испускания света.

Почти век прошел до следующего открытия, которое касалось разряда в вакуумном пространстве. Однако в 1838 году Фарадей[2], пропуская ток, созданный электрической машиной, между двумя латунными прутками в разреженном воздухе, заметил, что пурпурная дымка или струя света, которая двигалась от положительного полюса, остановилась, немного не дойдя до отрицательного прутка. Отрицательный пруток, который сам был окутан непрерывным свечением, таким образом, оказался отделеннным от пурпурного столба узким темным пространством: это пространство, в честь его открывателя, последующие авторы обычно называли *фарадеевым темным пространством*.

Уже давно было известно, что стеклянное и смоляное электричество создают разряды разного типа; и, как мы видели[3], именно изучение этой разницы привело Франклина к отождествлению электричества стекла с излишком жидкости, а электричества янтаря — с ее недостатком. Однако явления этого класса в общем гораздо более сложны, чем может показаться на первый взгляд, поэтому ценность открытия Фарадеем отрицательного тлеющего свечения и темного пространства заключается, главным образом, в простом и определенном характере этих свойств разряда, который указал на то, что они представляют собой многообещающие предметы для дальнейшего исследования. Сам Фарадей чувствовал важность исследований в этом направлении. «Результаты, связанные с различными условиями положительного и отрицательного разрядов, — писал он[4], — будут иметь гораздо большее влияние на философию науки об электричестве, чем мы сейчас себе представляем».

Однако прошло еще двадцать лет, прежде чем был сделан еще один заметный шаг вперед. Может показаться странным, почему столь многообещающий предмет развивался столь медленно, но, по крайней мере, одну из причин этого следует искать в неспособности пневматических насосов, которые использовались в то время, разре-

---

[1]См. стр. 66.

[2]*Phil. Trans.* (1838), с. 125; *Exp. Res.*, I, §1526.

[3]См. стр. 68.

[4]*Exp. Res.*, I, §1523.

живать газы в такой степени, которая требовалась для эффективного изучения отрицательного тлеющего свечения. Изобретение Гейсслером ртутного вакуумного насоса в 1855 году весьма поспособствовало устранению этой сложности; и именно с помощью вакуумных трубок Гейсслера Юлиус Плюккер[1], из Бонна, три года спустя исследовал разряд.

В 1821 году сэр Гемфри Дэви показал[2], что одна из форм электрического разряда, — а именно, дуга между угольными полюсами — отклоняется в присутствии магнита. Плюккер провел подобный опыт с разрядом в вакууме и наблюдал подобное отклонение. Но самые интересные результаты он получил, исследуя поведение отрицательного тлеющего свечения в магнитном поле: когда отрицательный электрод уменьшался до отдельной точки, весь отрицательный свет концентрировался вдоль магнитной силовой линии, проходящей через эту точку. Другими словами, отрицательное тлеющее свечение располагалось так, словно состояло из гибких цепочек железных опилок, которые за один конец прикреплены к катоду.

Плюккер заметил, что при использовании платинового катода от него отрываются маленькие частицы и оседают на стенках стеклянной лампочки. «Естественнее всего, — писал он, — представить, что магнитный свет создается при накаливании этих платиновых частиц, когда они отрываются от отрицательного электрода». Он также наблюдал, что во время разряда стенки трубки, вблизи катода, испускают фосфоресцирующий свет, и заметил, что положение этого света изменяется при изменении магнитного поля. Это привело еще к одному открытию. В 1869 году ученик Плюккера, В. Гитторф[3], поместил твердое тело между точечным катодом и фосфоресцирующим светом и очень удивился, увидев, что оно отбрасывает тень. Из этого он сделал правильный вывод о том, что отрицательное тлеющее свечение создается лучами (лучами тлеющего разряда, *Glimmstrahlen*, как он назвал их), которые распространяются от катода прямолинейно и, ударяясь о стенки трубки, создают фосфоресценцию.

Наблюдение Гитторфа развил в 1876 году Эуген Гольдштейн[4] (1850–1930), который обнаружил, что четкие тени отбрасываются не

[1] *Ann. d. Phys.* CIII (1858), стр. 88, 151; CIV (1858), стр. 113, 622; CV (1858), с. 67; CVII (1859), с. 77; *Phil. Mag.* XVI (1858), стр. 119, 408; XVIII (1859), стр. 1, 7.

[2] *Phil. Trans.* CXI (1821), с. 425.

[3] *Ann. d. Phys.* CXXXVI (1869), стр. 1, 197; перевод в *Annales de Chimie* XVI (1869), с. 487.

[4] *Berlin Monatsberichte* (1876), с. 279.

только, когда катод представляет собой точку, но и когда он образует протяженную поверхность, при условии, что предмет, который отбрасывает тень, расположен близко к катоду. Это ясно показало, что *катодные лучи* (термин, который был введен впервые) не испускаются беспорядочно во всех направлениях, а что каждый участок поверхности катода испускает лучи, которые практически ограничены одним направлением, и Гольдштейн обнаружил, что это направление перпендикулярно поверхности катода. В этом отношении его открытие установило важное различие между способом испускания катодных лучей электродом и света накаленной поверхностью.

В следующие два десятилетия значительное внимание привлек вопрос о природе катодных лучей. В год, последовавший за исследованием Гитторфа, Кромвелл Варли[1] выдвинул гипотезу о том, что эти лучи состоят из «ослабленных частиц материи, которые электричество перенесло от отрицательного полюса» и что именно благодаря их отрицательным зарядам эти частицы подвержены действию магнитного поля[2].

В течение нескольких следующих лет свойства высоко разреженных газов исследовал сэр Уильям Крукс (1832–1919). Несомненно находясь под влиянием идей, появившихся в связи с открытием радиометра, Крукс[3], как и Варли, предложил рассматривать катодные лучи как молекулярную лавину: он предположил, что молекулы остаточного газа, контактируя с катодом, получают от него смоляной заряд и тут же отскакивают перпендикулярно поверхности по причине взаимного отталкивания, которому подвержены одинаково заряженные тела. Доведя разрежение до более высокой степени, Крукс смог изучить темное пространство, которое при таких условиях появляется между катодом и катодным свечением, и показать, что при самой высокой разреженности это темное пространство (которое с тех пор носит его имя и которое не следует путать с темным пространством, открытым Фарадеем) увеличивается до тех пор, пока не займет всю трубку. Он предположил, что толщина темного пространства может быть мерой средней длины свободной траектории движения молекул. «Дополнительная скорость, — писал он, — с которой молекулы от-

[1] *Proc. R. S.* XIX (1871), с. 236.

[2] В 1766 году Пристли показал, что поток наэлектризованного воздуха течет от точек тел, заряженных стеклянным или смоляным электричеством; см. Пристли *History of Electricity*, с. 591.

[3] *Phil. Trans.* CLXX (1879), стр. 135, 641; *Phil. Mag.* VII (1879), с. 57.

скакивают от возбужденного отрицательного полюса, удерживает более медленно движущиеся молекулы, которые продвигаются к этому полюсу. Столкновение происходит на границе темного пространства, где светящаяся кайма свидетельствует об энергии столкновений»[1]. Таким образом, согласно Круксу, темное пространство является темным, а свечение — светлым, потому что столкновения происходят в последнем, а не в первом. Флуоресценцию или фосфоресценцию на стенках трубки он объяснил ударами частиц о стекло.

Крукс говорил о катодных лучах как об «ультрагазовом» или «четвертом состоянии» материи. Эти выражения привели к тому, что некоторые более поздние авторы приписали ему изложение или предсказание гипотезы относительно природы отброшенных катодом частиц, которое появилось несколько лет спустя и к которому мы сейчас обратимся. Однако из научных трудов Крукса ясно, что он считал частицы катодных лучей обыкновенными молекулами газа, переносящими электрические заряды; а под «новым состоянием материи» он всего лишь подразумевал такое состояние, в котором свободная траектория движения настолько длинная, что столкновениями можно пренебречь.

Крукс обнаружил, что два соседних пучка катодных лучей отталкиваются. В то время этот факт рассматривался как прямое подтверждение гипотезы о том, что лучи являются потоками электрически заряженных частиц; однако позднее было показано, что отклонение лучей можно объяснить причинами, отличными от взаимного отталкивания.

Насколько замечательно теория молекулярных лавин объясняет отклонение катодных лучей под действием магнитного поля, показал расчетным путем Эдуард Рикке (1845–1915) в 1881 году[2]. Если ось z взять параллельной магнитной силе H, то уравнениями движения частицы массы m, заряда e и скорости (u, v, w) будут

$$cm\,du/dt = evH, \quad cm\,dv/dt = -euH, \quad cm\,dw/dt = 0.$$

Последнее уравнение показывает, что составляющая скорости частицы, параллельная магнитной силе, постоянна; другие уравнения дают

$$u = A\sin(eHt/cm), \quad v = A\cos(eHt/cm),$$

[1] *Phil. Mag.* VII (1879), с. 57.

[2] *Gött. Nach.*, 2 февр. 1881 г.; перепечатано в *Ann. d. Phys.* XIII (1881), с. 191.

что говорит о том, что проекция траектории на плоскость, перпендикулярную магнитной силе, является кругом. Таким образом, в магнитном поле частицы молекулярной лавины описывают винтообразные траектории, осями которых являются магнитные силовые линии.

Однако гипотеза Варли и Крукса вскоре столкнулась с трудностями. В 1880 году Тэт[1] заметил, что если частицы движутся с большими скоростями, то периоды световых колебаний, которые они создают, должны подвергаться измеримому физическому воздействию, согласно принципу Доплера (о котором см. стр. 434). Тэт попытался получить этот эффект, но потерпел неудачу. Однако можно было утверждать, что если, как полагал Крукс, частицы начинают светиться только после столкновения с другими частицами, в результате которого они теряют часть своей скорости, то данного явления ожидать не следует.

В качестве альтернативы теории молекулярной лавины выдвигалось предположение о том, что катодное свечение — это возмущение эфира. Это мнение поддерживали некоторые физики[2], и особенно Герц[3], который отказался от гипотезы Варли, обнаружив на опыте, что лучи не создают никакой внешней электрической или магнитной силы и, видимо, не подвергаются воздействию электростатического поля. Однако Фитцджеральд указал[4] (в рецензии к *Сборнику научных трудов* [*Miscellaneous Papers*] Герца) на то, что, возможно, внешнее пространство защищено от эффектов лучей другими электрическими действиями, которые происходят в разрядной трубке.

Среди записей Фитцджеральда сохранилась заметка о том, что на заседании Британской ассоциации в 1896 году Ленард и Бьеркнес защищали идею о том, что катодные лучи — это эфирное распространение некоторого рода, которое не зависит от материи, тогда как английские физики поддерживали гипотезу о бомбардировке. Значительной сложностью для первой теории было отклонение лучей под действием магнита, а для второй — их способность проходить через тонкие металлические пластинки, толщина которых не позволяла пропускать обыкновенный свет[5]; казалось немыслимым, что матери-

[1] *Proc. R. S. Edin.* X (1880), с. 430.

[2] Например, Э. Видеман *Ann. d. Phys.* X (1880), с. 202; переведено в *Phil. Mag.* X (1880), с. 357. Э. Гольдштейн *Ann. d. Phys.* XII (1881), с. 249.

[3] *Ann. d. Phys.* XIX (1883), с. 782.

[4] *Nature*, LV (5 ноябр. 1896 г.), с. 6; Фитцджеральд *Scientific Writings*, с. 433.

[5] Способность таких лучей проходить сквозь вещество заметили Гитторф,

альные частицы не останавливает даже тончайшая золотая фольга. В то время, когда Герц проводил опыты по этому предмету, попытку устранить эту сложность сделал Дж. Дж. Томсон[1], который предположил, что тонкая металлическая пластинка, подвергаясь бомбардировке лучами, сама должна приобретать свойство эмиссии заряженных частиц, так что лучи, которые наблюдались на другой стороне, не должны были проходить сквозь пластинку. Именно Томсон, в конечном счете, нашел правильное объяснение; однако оно частично зависело от иного порядка идей, введение и развитие которых мы сейчас проследим.

Всеобщий характер приняла в то время тенденция отказа от теории электронов Вебера в пользу теории Максвелла, чему сопутствовали некоторые изменения в концепциях электрического заряда. В теории Вебера электрические явления приписывались деятельности неподвижных или движущихся зарядов, которые проще всего было представить как существующие в виде дискретных частиц и подобные атомам. С другой стороны, концепция смещения, которая лежит в основе теории Максвелла, в большей степени гармонировала с представлением электричества как имеющего непрерывную природу; и поскольку взгляды Максвелла приобретали все большее количество сторонников, казалось, что атомистическая гипотеза вошла в период угасания. Ее возрождение произошло, главным образом, благодаря защите Гельмгольца[2], который в лекции, прочитанной им Лондонскому химическому обществу в 1881 году, показал[3], что эта гипотеза полностью согласуется с идеями Фарадея[4], на которых основана теория Максвелла. «Если, — сказал он, — мы признаем существование атомов химических элементов, то мы не можем избежать и дальнейшего заключения, что электричество, как положительное, так и отрицательное, разделено на определенные элементарные количества, которые ведут себя как атомы электричества».

Э. Видеман и Г. Эберт (*Sitzber. d. phys.-med. Soc. zu Erlangen*, 11 дек. 1891 г.). Более полно его исследовали Герц (*Ann. d. Phys.* XLV [1892], с. 28) и его ученик Филипп Ленард из Бонна (*Ann. d. Phys.* LI [1894], с. 225; LII [1894], с. 23), который провел ряд опытов с катодными лучами, которые выходили из разрядной трубки через тонкое алюминиевое окошко.

[1] Дж. Дж. Томсон *Recent Researches*, с. 126.

[2] См. также Дж. Джонстон Стоней *Phil. Mag.* XI (1881), с. 381.

[3] *Jour. Chem. Soc.* XXXIX (1881), с. 277.

[4] См. стр. 218.

Если электропроводимость рассматривать в свете этой гипотезы, практически неизбежным кажется вывод о том, что этот процесс имеет весьма похожий характер как в газах, так и в электролитах; и вскоре это мнение нашло активную поддержку. В самом деле, уже давно было известно, что составной газ можно разложить посредством электрического разряда и что в некоторых случаях его компоненты высвобождаются на электродах таким образом, который наводит на мысль об аналогии с электролизом. В 1861 году этот вопрос изучил Адольф Перро, который исследовал[1] газы, высвобожденные при прохождении через поток электрической искры. Он обнаружил, что продуктом этого действия является гремучая смесь водорода и кислорода, причем на одном полюсе явно преобладает водород, а на другом — кислород.

Аналогию проводимости в газах и электролитах использовал в 1882 году В. Гиз[2] из Берлина, чтобы объяснить проводимость горячих газов горения, которые были открыты в ходе опытов Флорентийской академии наук (Academia del Cimento) в 1667 году. «Если допустить, — писал он, — что в электролитах, еще до приложения внешней электродвижущей силы, присутствуют атомы или группы атомов, — ионы, как их называют, — которые появляются при разложении молекул, то именно они осуществляют перенос электричества в жидкости, поскольку они приводятся в движение электрическим полем и переносят с собой свои заряды. Теперь мы расширим эту гипотезу, принимая, что в газах свойство проводимости тоже вызвано присутствием ионов. Можно предположить, что такие ионы существуют в небольших количествах во всех газах при обычной температуре и давлении, а по мере повышения температуры их количество возрастает».

Идеи, подобные вышеописанным, были представлены в общей теории разряда в разреженных газах, которую два года спустя придумал Артур Шустер (1851–1934) из Манчестера[3]. Шустер заметил, что, когда горячие жидкости поддерживают при высоком потенциале, поднимающиеся от них пары абсолютно свободны от электризации, из чего он заключил, что молекула, ударяясь о наэлектризованную поверхность, в своем быстром движении не способна унести никакую долю заряда, и что одна молекула не может сообщить электрический

[1] *Annales de Chimie* (3), LXI, с. 161.
[2] *Ann. d. Phys.* XVII (1882), стр. 1, 236, 519.
[3] *Proc. R. S.* XXXVII (1884), с. 317.

заряд другой, столкнувшись с ней, если обе молекулы остались целыми. Таким образом, он пришел к выводу о том, что диссоциация, или, как ее позднее назвали, *ионизация*, молекул газа необходима для прохождения электричества через газы[1].

Шустер защищал теорию катодных лучей как потоков заряженных частиц и, расширяя и интерпретируя опыт Гитторфа, смог представить веское свидетельство в ее пользу. Он поместил положительный и отрицательный электроды настолько близко друг к другу, что при очень низких давлениях круксово темное пространство простиралось от катода, заходя за анод. При таких условиях он обнаружил, что разряд от положительного электрода всегда проходит к ближайшей точке внутренней границы круксова темного пространства, которое, конечно же, находится в направлении, противоположном катоду. Таким образом, вблизи положительного разряда ток протекал в двух противоположных направлениях в близко расположенных местах, что вряд ли могло случиться, если бы ток в одном направлении не переносили частицы, которые, в силу своей инерции, движутся против силовых линий.

Продолжая исследования, Шустер[2] в 1887 году показал, что постоянный электрический ток можно получить в воздухе между электродами, разность потенциалов которых мала, при условии, что в этом же сосуде поддерживается независимый ток; то есть непрерывный разряд создает в воздухе такое состояние, что проводимость имеет место даже при очень маленьких электродвижущих силах. Этот эффект он объяснил с помощью ранее выдвинутой гипотезы: ионы, созданные главным разрядом, рассеиваются по всему сосуду и, попадая под действие поля, созданного вспомогательными электродами, дрейфуют так, что переносят между последними ток.

В этом же году Герц сделал связанное с этим открытие[3] в ходе знаменитых исследований[4], упоминание о которых уже было сделано. Случайно заметив, что прохождению одной искры способствует

[1]В случае с элементарным газом это означало бы разложение молекулы на два химически однородных атома с противоположными зарядами; при электролизе — разложение молекулы на два химически разнородных иона.

[2]*Proc. R. S.* XLII (1887), с. 371. Гитторф обнаружил, что очень маленьких электродвижущих сил достаточно, чтобы вызвать разряд в пространстве, в котором проходит катодное свечение.

[3]*Berlin Ber.* (1887), с. 487; *Ann. d. Phys.* XXXI (1887), с. 983; *Electric Waves* (английское изд.), с. 63.

[4]См. стр. 381.

прохождение другой искры неподалеку от первой, он довел это наблюдение до конца и обнаружил, что это явление вызвано действием ультрафиолетового света, который испускает последняя искра. Фактически оказалось, что расстояние, которое электрическая искра может преодолеть в воздухе, сильно увеличивается, когда на искровой промежуток падает свет с очень короткой длиной волны. Вскоре было обнаружено[1], что эффективный свет — это свет, который падает на отрицательный электрод промежутка; а Вильгельм Гальвакс[2] расширил это открытие, показав, что, если лист металла зарядить отрицательно и подвергнуть действию ультрафиолетового света, то близлежащий воздух придет в состояние, которое позволит заряду быстро проникнуть сквозь него[3].

Э. Резерфорд показал[4], что, когда ультрафиолетовый свет падает на металлическую пластинку, в окружающем воздухе создаются только отрицательные ионы, и изобрел простое устройство для определения их скоростей. Однако значительные успехи в теории *фотоэлектрического эффекта*, как его стали называть, были достигнуты только в двадцатом веке.

Затем возник всеобщий интерес к проблеме проводимости в газах; практически все чувствовали, что наилучшая возможность предсказать природу этого процесса заключается в изучении разряда в газе высокой разреженности. «Если мы хотим сделать первый шаг к пониманию связи между эфиром и весомой материей, — сказал лорд Кельвин в 1893 году[5], — то, по-моему, самой многообещающей основой этого может стать знание, полученное из опытов с электричеством в глубоком вакууме».

В течение двух следующих лет в этой области были достигнуты ощутимые успехи. Дж. Дж. Томсон[6], используя метод вращающегося зеркала, успешно измерил скорость катодных лучей, определив, что она равна[7] $1{,}9 \times 10^7$ см/с; значение, настолько меньшее, чем ско-

[1] Э. Видеманом и Г. Эбертом, *Ann. d. Phys.* XXXIII (1888), с. 241.

[2] *Ann. d. Phys.* XXXIII (1888), с. 301.

[3] Эльстер и Гейтель опубликовали несколько работ об этом явлении в 1889–95 гг., *Ann. d. Phys.* XXXVIII (1889), стр. 40, 497; XXXIX (1890), с. 332; XLI (1890), стр. 161, 166; LII (1894), с. 433; LV (1895), с. 684.

[4] *Proc. Camb. Phil. Soc.* IX (1898), с. 401.

[5] *Proc. R. S.* LIV (1893), с. 389.

[6] *Phil. Mag.* XXXVIII (1894), с. 358.

[7] Значение, найденное в 1897 году этим же исследователем, было гораздо больше этого значения.

рость света, что теперь вряд ли можно было считать лучи колебаниями эфира. Следующий удар последней гипотезе был нанесен, когда Жан Перрен[1], получив катодные лучи в металлическом цилиндре, обнаружил, что цилиндр приобрел заряд смоляного электричества. Томсон показал, что, когда лучи отклонялись под действием магнита настолько, что уже не могли войти в цилиндр, последний не приобретал заряд. Из этого явствовало, что катодные лучи переносят отрицательное электричество.

С катодными лучами тесно связан другой тип излучения, который 8 ноября 1895 года открыл Вильгельм Конрад Рентген (1845–1923) из Вюрцбурга[2]. Судя по всему, это открытие произошло случайно: Рентген проводил опыты с круксовой трубкой, полностью огороженной непрозрачным экраном из черного картона. Однако он заметил, что при прохождении через трубку тока лист бумаги, покрытый цианоплатинитом бария, который случайно оказался на столе, проявил флуоресценцию. Опыты, которые подсказало это явление, доказали, что излучение, способное воздействовать на фотопластинки и вызывать в некоторых веществах флуоресценцию, испускают трубки, в которых проходит электрический разряд; и что это излучение исходит от того места, где катодные лучи ударяются о стеклянные стенки трубки. *Рентгеновы лучи*, как их назвал человек, их открывший, распространялись прямолинейно, не преломлялись ни одним веществом, преломляющим свет и не отклонялись от своего хода магнитным полем; более того, они обладали способностью проходить с небольшими поглощениями через многие вещества, непроницаемые для обыкновенного и ультрафиолетового света — свойство, из которого немедленно извлекли значительную пользу в хирургии; Шустер записал, что через некоторое время после сделанного им открытия его собственная лаборатория в Манчестере была переполнена врачами, которые привели пациентов, убежденных в том, что в разных частях их тел находятся иголки[3].

[1]*Comptes Rendus*, CXXI (1895), с. 1130. Герц уже пробовал провести опыт такого рода, но потерпел неудачу.

[2]*Sitzungsber. der Würzburger Physikal.-Medic. Gesellshaft*, 28 дек. 1895 г.; перепечатано в *Ann. d. Phys.* LXIV (1898), стр. 1, 12; *Nature*, LIII (23 янв. 1896), с. 274.

[3]Несколько физиков не догадались, что они открыли рентгеновы лучи; в случае с Герцем и Ленардом это произошло из-за того, что они не смогли отличить эти лучи от катодных. Оксфордский физик Фредерик Смит, обнаружив, что фотопластинки, хранящиеся в коробке рядом с круксовой трубкой, склонны к вуалированию, сказал своему ассистенту хранить их в другом месте!

Природа нового типа излучения стала предметом многочисленных предположений. Человек, открывший это излучение, предположил, что оно может быть доказательством существования продольных колебаний эфира, которые так долго искали; другие же авторы защищали конкурирующие притязания, связанные с эфирными вихрями, инфракрасным светом и «просеянными» катодными лучами. Впоследствии общепринятой стала гипотеза, которую впервые предложил Шустер[1] через месяц после публикации результатов исследований Рентгена. Гипотеза заключалась в следующем: рентгеновы лучи — это поперечные колебания эфира, с чрезвычайно малой длиной волны, по сути дела, ультра-ультрафиолетовый свет. Позднее в этом же году Э. Вихерт[2] и сэр Джордж Стокс[3] выдвинули предположение относительно того, что лучи — это импульсы, созданные в эфире при бомбардировке катодными частицами стеклянных стенок разрядной трубки. Это предположение в действительности не отличается от гипотезы Шустера, так как обыкновенный белый свет тоже состоит из импульсов, как показал Гуи[4]; а важнейшая особенность, которая отличает рентгеновы импульсы, состоит в том, что гармонические колебания, на которые их можно разложить с помощью анализа Фурье, имеют очень короткий период.

Быстрота колебаний объясняет, почему все попытки преломить рентгеновы лучи потерпели неудачу. Поскольку в формуле

$$\mu^2 = 1 + \frac{\sigma p^2}{\rho(p^2 - n^2)}$$

теории Максвелла – Зельмайера[5] n обозначает частоту, в этом случае она чрезвычайно велика; откуда очень приближенно мы имеем

$$\mu^2 = 1,$$

то есть показатель преломления всех веществ для рентгеновых лучей равен единице. На самом деле, колебания происходят слишком

[1] *Nature*, LIII (23 янв. 1896 г.), с. 268. Фитцджеральд независимо выдвинул то же предположение в письме к О. Дж. Лоджу, напечатанном в *Electrician*, XXXVII, с. 372.

[2] *Ann. d. Phys.* LIX (1896), с. 321.

[3] *Nature*, LIV (3 сент. 1896 г.), с. 427; *Prob. Camb. Phil. Soc.* IX (1896), с. 215; *Mem. Manchester Lit. and Phil. Soc.* XLI (1896-7), No. 15.

[4] *Jour. de Phys.* V (1886), с. 354.

[5] См. стр. 314.

быстро, чтобы воздействовать на инертные системы, которые задействуются при преломлении.

Одно из самых важных свойств рентгеновых лучей, вскоре после их открытия, открыл Дж. Дж. Томсон[1], который объявил, что при их прохождении через газ (или, как он полагал в то время, даже через жидкость или твердое тело) они делают его проводящим. Это он объяснил, согласно ионной теории проводимости, «своего рода электролизом, когда под действием рентгеновых лучей молекула расщепляется или почти расщепляется», что привело его к представлению газа как *ионизированного*.

Проводимость, таким образом создаваемая в газах, сразу же подверглась более тщательному исследованию[2]. Оказалось, что газ, который приобрел проводящую способность после того, как был подвергнут действию рентгеновых лучей, утрачивал это качество при прохождении через пробку из стекловаты, откуда заключили, что структура, посредством которой газ проводит, — это настолько крупная структура, что она неспособна выдержать прохождение через мелкие поры пробки. Также оказалось, что проводимость разрушается при прохождении через газ электрического тока — явление, параллель которому можно найти в электролизе. Поскольку, если прохождением тока из раствора электролита убрать ионы, то раствор перестанет проводить, как только пройдет достаточное количество электричества, чтобы убрать все ионы; и можно предположить, что проводящие агенты, которые создаются в газе, когда он подвергается действию рентгеновых лучей, точно также извлекаются из него, когда используются для переноса зарядов.

Эту же идею можно применить для объяснения другого свойства газов, подвергнутых действию рентгеновых лучей. Сила тока, проходящего через газ, зависит как от интенсивности излучения, так и от электродвижущей силы; но, при постоянной интенсивности излучения и возрастающей электродвижущей силе ток не увеличивается бесконечно, а стремится достичь определенного значения «насыщения». Существование этого значения насыщения, очевидно, вызвано неспособностью электродвижущей силы сделать больше, чем сдвигать ионы так быстро, как они создаются лучами.

Тем временем, накапливались другие свидетельства, которые показывали, что проводимость, создаваемая в газах рентгеновыми

[1] *Nature*, LIII (27 февр. 1896 г.), с. 391.
[2] Дж. Дж. Томсон и Э. Резерфорд *Phil. Mag.* XLII (1896), с. 392.

лучами, имеет ту же природу, что и проводимость в газах, созданная пламенем и прохождением разряда, к которой уже применялась теория Гиза и Шустера. Одно из доказательств этой тождественности обеспечило наблюдение конденсации водяного пара в облака. Уже давно Джон Айткен[1] заметил, что газы, поднимающиеся от пламени, вызывают осаждение водяного пара от насыщенного газа; а Роберт фон Гельмгольц[2] обнаружил, что этим же свойством обладают газы, через которые прошел электрический разряд. Теперь Ч. Т. Р. Вильсон (род. в 1869 г.)[3], работавший в лаборатории Кавендиша в Кембридже, показал, что это справедливо и в отношении газов, которые подверглись действию рентгеновых лучей. Объяснение, которое предоставила ионная теория, состоит в том, что во всех трех случаях газ содержит ионы, которые становятся центром конденсации пара.

В течение года, который последовал за открытием рентгеновых лучей их исследовали настолько основательно, что к концу этого периода их понимали лучше, чем катодные лучи, от которых они произошли. Однако пришло время разогнать мрак, который так долго окутывал этот предмет.

30 апреля 1897 года, читая лекцию в Королевском институте, Дж. Дж. Томсон[4] выдвинул новое предположение, приводящее в соответствие гипотезу молекулярных лавин с наблюдениями Ленардом прохождения катодных лучей через материальные тела. «Из таблицы Ленарда мы видим, — сказал он, — что катодный луч может преодолеть в воздухе при атмосферном давлении расстояние около полусантиметра, прежде чем яркость фосфоресценции снизится примерно до половины своего первоначального значения. Средняя длина свободного пробега молекулы воздуха при таком давлении равна примерно 10^{-5} см.; если бы эта молекула воздуха была отброшена, то она потеряла бы половину своего импульса в пространстве, по сравнению со средним свободным пробегом. Даже если предположить, что это не та молекула, которая переносится, то эффект наклонных столкновений сократит импульс на половину величины, кратной этому пробегу.

Таким образом, из опытов Ленарда по поглощению лучей вне трубки, следует, согласно гипотезе о том, что катодные лучи — это

[1] *Trans. R. S. Edin.* XXX (1880), с. 337.

[2] *Ann. d. Phys.* XXXII (1887), с. 1.

[3] *Proc. R. S.* LIX (19 марта 1896 г.), с. 338; *Phil. Trans.* CLXXXIX (1897), с. 265.

[4] *Royal Inst. Proc.* XV (1897), с. 419.

заряженные частицы, которые движутся с очень высокой скоростью, что размер носителей должен быть мал по сравнению с размером обыкновенных атомов или молекул[1]. Эта гипотеза объясняет, почему магнитное отклонение внутри трубки не зависит от природы газа. Это происходит потому, что какой бы не использовался газ, носители остаются одни и те же. Принятие состояния материи, которое подразделяется на частицы мельче атома элемента, немного пугает; однако гипотезу, включающую подобные следствия — то есть, что так называемые элементы — это сложные вещества, состоящие из неких первичных элементов, — время от времени выдвигали разные химики».

Чтобы объяснить последнее замечание, следует вспомнить, что с самых начал физики среди милетских философов в шестом веке до н. э. бытовала доктрина о том, что все вещи есть не что иное, как различные формы одной единственной первичной универсальной субстанции. Фалес полагал, что это может быть вода, Анаксимен полагал, что это может быть воздух, а Анаксимандр считал, что это есть безграничное неопределенное нечто — τὸ ἄπειρον — из которого все появляется и в которое все возвращается. Современная наука поддерживала эту же идею во многих разных формах: как мы видели, лорд Кельвин предполагал, что все атомы могут быть вихревыми кольцами в бесконечной жидкости, что в точности соответствовало τὸ ἄπειρον Анаксимандра; но, когда Дж. Дж. Томсон открыл, что частицы катодных лучей одни и те же, от каких бы атомов они не отрывались, его мысли вновь вернулись к гипотезе, которую в 1815–16 гг. выдвинул Уильям Праут (1785–1850), а именно, что атомные массы элементов являются целочисленными кратными атомной массы водорода и что, фактически, водород является универсальной первичной субстанцией[2]. Теперь Томсон предположил, что

[1]В 1896 году Лоренц, комментируя открытие Зеемана (см. стр. 484), предположил, что атомы электричества, которые в нем участвуют, имеют массы около $\frac{1}{1000}$ массы атома водорода. Сам Томсон сказал, что идея о том, что частицы в катодных лучах имеют гораздо меньшую массу, чем атомы, впервые пришла ему в голову, когда он заметил, насколько сильно отклоняются лучи под действием магнита. Подобное предположение сделал Э. Вихерт, получив значение отношения заряда к массе, *Schriften d. physik.-öcon. Gesellsch. zu Königsberg* XXXVIII (янв. 1897 г.), с. [3].

[2]Работы Праута были опубликованы в *Annals of Philosophy*, VI (1815), с. 321 и VII (1816), с. 111. Имя автора в работах не значилось, но несколько месяцев спустя его раскрыл редактор (*Annals of Philosophy*, VII [1816], с. 343). Сам Праут говорил: «Если взгляды, которые мы рискнули выдвинуть, правильны, мы можем считать,

Праут ошибся, выбрав водород. Он полагал, что фундаментальное место в природе по праву принадлежит частицам катодных лучей, или «корпускулам», как он назвал их, которые намного меньше атома водорода и которые, как теперь было доказано, содержатся в атомах всех элементов. Видимо, в то время эта идея захватила его полностью.

Дальнейшие исследования (бóльшую их часть проводил или вдохновлял сам Томсон) показали, что необходимо изменить это мнение относительно места, которое занимают корпускулы катодных лучей в схеме вселенной. Поскольку они переносят отрицательные электрические заряды, тогда как целый атом не имеет заряда, из этого следует, что какая-то часть атома заряжена положительно. Судя по всему, в это время Томсон склонялся к идее о том, что положительное электричество, так сказать, не связано никакой оболочкой и существует в атоме в виде облака, не прикрепляясь к материальным корпускулам, так что масса атома получается исключительно из отрицательных корпускул, которые его составляют. Мы увидим, что впоследствии от этой концепции отказались.

Во время своей лекции в Королевском институте Томсон использовал положение, позаимствованное у Фитцджеральда[1] о том, что «в этих катодных лучах мы имеем дело со свободными электронами» — замечание, смысл которого станет более очевидным, когда мы начнем рассматривать направление, в котором в это время развивалась теория Максвелла.

Вскоре после этого Томсон опубликовал отчет[2] об опытах, в котором устранялись значительные недостатки теории заряженных частиц. Главным из них была неудача, которую потерпел Герц, пытаясь отклонить катодные лучи, воздействуя на них электростатическим полем. Герц провел лучи между параллельными металлическими пластинами, на которых поддерживались разные потенциалы. Сейчас же Томсон показал, что при таких условиях лучи создают в разреженном газе ионы, которые осаждаются на пластинах и уничтожают электрическую силу в промежуточном пространстве. Доведя разрежение до еще более высокой степени, он устранил источник неудачи и получил ожидаемое отклонение лучей.

что $\pi\rho\tilde{\omega}\tau\eta$ $\tilde{\upsilon}\lambda\eta$ древних реализуется в водороде». О дальнейшей судьбе гипотезы Праута см. Дж. Кендалл *Proc. R. S. Edin.* LXIII (1950), с. 1.

[1] *Electrician*, XXXIX (21 мая 1897 г.), с.103.

[2] *Phil. Mag.* XLIV (1897), с. 298.

Если взять электростатическое и магнитное отклонение вместе, то их будет достаточно, чтобы определить отношение массы катодной частицы к заряду, который она переносит. Уравнением движения частицы является

$$m\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}\cdot\mathbf{H}],$$

где $\mathbf{r}$ обозначает вектор из начала координат к положению частицы; $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ обозначают электрическую и магнитные силы, измеренные соответственно в электростатических и электромагнитных единицах; e — заряд в электростатических единицах, m — массу, а $\mathbf{v}$ — скорость частицы. Наблюдая условия, в которых сила $e\mathbf{E}$, созданная электрическим полем, в точности уравновешивает силу $e[\mathbf{v}\cdot\mathbf{H}]/c$, созданную магнитным полем, можно определить скорость $\mathbf{v}$; было найдено, что $\mathbf{v}$ равна $15\,000$ км./сек.; а из выше приведенного уравнения несложно увидеть, что измерение отклонения в магнитном поле дает отношение между $\mathbf{v}$ и m/e, так что можно определить как $\mathbf{v}$, так и m/e. Томсон нашел, что значение m/e не зависит от природы разреженного газа и равно 10^{-7} (граммов/электромагнитные единицы заряда), которое примерно равно всего одной тысячной доле значения m/e для атома водорода при электролизе[1]. Если предположить, что заряд имеет величину того же порядка, что и ион электролита, то неизбежен вывод о том, что частица, масса которой измерена таким образом, гораздо меньше атома, и, как мы видели, была принята гипотеза о том, что все атомы, в конечном итоге, состоят из первичных единиц, или корпускул[2].

Таким образом, когда была определена природа заряженных смоляным электричеством корпускул, которые образуют катодные лучи, возник вопрос о том, существуют ли соответствующие тела, которые переносят заряды стеклянного электричества. В этом же году предварительный ответ на этот вопрос дал В. Вин (1864–1928)[3] из Ахена. Более десяти лет назад Э. Гольдштейн[4] показал, что при

[1]Позднее было найдено более точное значение m/e, равное $0{,}568\times10^{-7}$ (граммов/электромагнитные единицы заряда), составляющее примерно $\frac{1}{1842}$ соответствующего отношения для атома водорода.

[2]В этом же году В. Кауфман определил величину m/e для катодных лучей: *Ann. d. Phys.* LXI, с. 544.

[3]*Verhandl. der physik. Gesells. zu Berlin*, XVI (1897), с. 165; *Ann. d. Phys.* LXV (1898), с. 440. См. также П. Эверс *Ann. d. Phys.* LXIX (1899), с. 167.

[4]*Berlin Sitzungsber.* (1886), с. 691.

использовании в разрядной трубке перфорированного катода излучение определенного типа выходит наружу через отверстия в ту часть трубки, которая находится за катодом. Это излучение он назвал *каналовыми лучами*. Теперь Вин показал, что каналовые лучи создаются положительно заряженными частицами, приобретающими значение m/e гораздо большее, чем получил Томсон для катодных лучей, а фактически, того же порядка величины, что и соответствующее отношение в электролизе. Более того, обнаружилось, что тогда как отрицательно заряженные частицы всегда одинаковы, независимо от их источника, положительно заряженные частицы отличаются друг от друга.

Таким образом, раскрытое несоответствие корпускул катодных лучей и положительных ионов лучей Гольдштейна вызвало повышенный интерес; казалось, что оно дает перспективу объяснения любопытных различий между отношением стеклянного и смоляного электричества к весомой материи. Эти явления изучали многие предыдущие исследователи; в частности, Шустер[1] на Бейкерианской лекции 1890 года заметил, что «если закон удара различен для молекул газа и положительных и отрицательных ионов соответственно, значит, скорость диффузии двух групп ионов в общем случае будет различна» и из своей теории разряда заключил, что «отрицательные ионы диффундируют быстрее». В 1898 году этот вывод подтвердил Джон Зелени[2], который показал, что из ионов, созданных в воздухе под воздействием рентгеновых лучей, положительные ионы решительно менее подвижны, чем отрицательные.

Величина электрического заряда на ионах газов была неизвестна хоть с какой-то степенью определенности до 1897–8 гг., когда план ее определения успешно претворили в жизнь Дж. Дж. Томсон и его ученик Дж. С. Э. Таунсенд (род. в 1868 г.)[3]. Это знаменитое исследование основывалось на очень простых принципах. Измеряя ток в газе, подвергнутом действию рентгеновых лучей и известной электродвижущей силы, можно определить значение произведения nev, где n обозначает количество ионов в единичном объеме газа, e — заряд иона, а v — среднюю скорость движения положительных и отрицательных ионов под действием электродвижущей силы.

[1] *Proc. R. S.* XLVII (1890), с. 526.

[2] Таунсенд *Proc. Camb. Phil. Soc.* IX (февр. 1897 г.), с. 244; *Phil. Mag.* XLV (февр. 1898 г.), с. 125; Дж. Дж. Томсон *Phil. Mag.* XLVI (1898), с. 120.

[3] *Phil. Mag.* XLVI (1898), с. 528.

Поскольку v уже была определена[1], опыт привел к определению ne, так что если можно было бы найти n, то можно было бы вывести значение e.

В основе метода, который Томсон применил для определения n, лежало открытие, на которое мы уже ссылались, а именно: при прохождении рентгеновых лучей через обеспыленный воздух, насыщенный водяным паром, ионы ведут себя как ядра, вокруг которых конденсируется вода, так что облако создается такой степенью насыщения, которая в обычных условиях не смогла бы создать конденсацию. Размер капель вычислили, измеряя скорость, с которой опускалось облако, и, сравнивая этот расчет с измерением массы осажденной воды, определили количество капель, а из него количество n ионов. Оказалось, что выведенное значение e не зависит от природы газа, в котором образовались ионы: оно примерно одинаково в воздухе и в водороде, и в обоих случаях равно значению заряда, переносимого ионом водорода при электролизе[2].

Даже во второй половине 1899 года большинство физиков не до конца верили в идеи Томсона. На заседании Британской ассоциации в Дувре в сентябре того же года он зачитал глубоко заинтересованным, но не слишком убежденным слушателям работу, которая называлась *О существовании масс, меньших атомов* (*On the existence of masses smaller than the atoms*)[3]. Он впервые обратился к определенному им еще в 1897 году отношению m/e для корпускул, составляющих катодные лучи; теперь он дополнил это измеренными m/e и e для отрицательной электризации, разряженной ультрафиолетовым светом[4], и значение m/e для отрицательной электризации, созданной раскаленной угольной нитью накала в водородной атмосфере[5]. Оказалось, что значение m/e в случае с ультрафиолетовым светом[6] и в случае с угольной нитью накала совпадает со значением этого отношения для катодных лучей; и что в случае с ультрафиолетовым светом e имеет ту же величину, что и заряд, переносимый атомом водорода

[1]Э. Резерфордом, *Phil. Mag.* XLIV (1897), с. 422.

[2]Таунсенд *Phil. Trans.* CXCIII (май 1899 г.), с. 129.

[3]Напечатано под другим заголовком в *Phil. Mag.* (5), XLVIII (1899), с. 547.

[4]См. стр. 421.

[5]См. стр. 501.

[6]Об этом он сообщил в письме Резерфорду, от 23 июля 1899 г. Значения m/e и v для электронов, которые испустил проводник под воздействием ультрафиолетового света, также определил Ф. Ленард, *Wien Sitzungsb.* CVIII, abth. 2a (окт. 1899), с. 1649; *Ann. d. Phys.* II (1900), с. 359.

при электролизе растворов. Он заключил, что отрицательная электризация, хотя ее можно создать очень разными средствами, состоит из единиц, каждая из которых имеет электрический заряд примерно 6×10^{-10} электростатических единиц, равный положительному заряду, который переносит атом водорода при электролизе. В газах при низком давлении эти единицы отрицательного электричества всегда связаны с носителями или корпускулами определенной, чрезвычайно малой, массы, равной примерно $1,4 \times 10^{-3}$ массы иона водорода. Определенное количество этих корпускул обычно присутствует в каждом атоме, а ионизация газа заключается в отделении одной корпускулы от атома газа.

Со времени публикации работ Томсона эти общие выводы подтвердились множество раз. Сейчас совершенно точно известно, что электрический заряд существует в дискретных единицах, стеклянных и смоляных, причем каждая имеет величину $4,80 \times 10^{-10}$ электростатических единиц или $1,6 \times 10^{-19}$ кулон. Корпускулы с отрицательным зарядом скоро стали называть *электронами* (это название несколькими годами ранее придумал Дж. Джонстон Стоней[1]). Каждый ион, находится ли он в электролите или в газе, переносит один из этих зарядов (или целое их число). Ион электролита или положительный ион газа также содержит один или более материальных атомов; но среди отрицательных ионов в газе, некоторые не связаны с атомами, а являются, фактически, свободными электронами.

Лармор в своих ранних работах[2] настаивал на том, что электрические токи не могут быть непрерывными, а должны состоять из дискретных электрических зарядов, которые разделяет свободный эфир. Он заключил это из опытов Роуланда[3] (по созданию магнитного поля вращением наэлектризованого проводника), Гельмгольца[4] (по созданию разности электрических потенциалов вращением проводника в магнитном поле) и явления униполярной индукции (в которой электродвижущая сила индуцируется, когда магнит вращается вокруг своей оси симметрии в своем собственном силовом поле). В последнем из названных примеров он доказал, что электроны в магните, при их движении в магнитном поле эфира, подвержены

[1] *Phil. Mag.* (5) XXXVIII (1894), с. 418.

[2] *Phil. Trans.* (A), CLXXXV (1894), с. 719; CLXXXVI (1895), с. 695. См. также *Aether and Matter*, с. 337 и *Phil. Mag.* VII (1904), с. 621.

[3] См. стр. 362–362.

[4] См. стр. 362.

силам, пропорциональным составляющей напряженности магнитного поля в плоскости меридиана, которая создает электрическую сепарацию, смещая положительные ионы по направлению к оси и в направлении длины магнита в одну сторону, а отрицательные ионы — в противоположную сторону.

Открытие электрона и многочисленные исследования, с ним связанные, создали Томсону репутацию первого из живущих физиков-экспериментаторов, и именно так к нему обычно относились во второй половине его жизни. Однако вклад, сделанный им в теоретическую или математическую физику, вряд ли был менее важен, чем плоды его лабораторных исследований. Вероятно, самым большим его достижением в чистой теории было открытие (о котором мы уже упоминали[1]) электромагнитного импульса, а именно: в каждом единичном объеме электромагнитного поля накапливается некоторое количество механического импульса, пропорциональное векторному произведению электрического и магнитного векторов. Это принцип необходим для построения величины, которая будет описана позднее под названием *энергетического тензора*; и без этого принципа не могла бы развиться ни теория относительности, ни теория квантовой электродинамики.

За весь период своего пребывания на кафедре Кавендиша Томсон был активным руководителем и вдохновителем великой исследовательской школы. Учреждение статуса «аспиранта» в Кембридже в 1895 году привело к значительному увеличению количества молодых выпускников из других университетов, которые пришли работать в его лабораторию, вследствие чего через несколько лет практически все важные кафедры физики Британской империи заняли его ученики.

---

[1]См. стр. 375.

Глава 12
Классическая теория излучения

Тот факт, что пламя окрашивается в интенсивный желтый цвет, если к горящему веществу добавить обычной соли, несомненно был известен уже в глубокой древности. Впервые несколько смутное предположение, что данное явление можно описать количественно, а значит, и включить его в область науки, выдвинул в XVIII веке Томас Мелвилл[1], который заметил, что желтый цвет имеет определенный «коэффициент преломления». Совершенно с другой стороны к проблеме излучения подошел в 1802 г. Уильям Хайд Волластон[2] (1766–1828), который обнаружил, что спектр солнечного света пересекают семь темных линий, перпендикулярных его длине. Это открытие, однако, осталось незамеченным, и в более полной форме было сделано заново баварским ученым Йозефом фон Фраунгофером[3] (1787–1826), который в 1814–15 гг. представил Мюнхенской академии наук картину солнечного спектра, где было видно множество темных линий, главные из которых он обозначил буквами. Позднее он с помощью дифракционной решетки измерил[4] длины волн наиболее сильных линий: например, длина волны линии D у него получилась равной (в современных единицах измерения[5]) 5887,7 ангстрем[6], и обнаружилось, что длина волны желтого цвета различных видов

---

[1]*Physical and Literary Essays*, II (Эдинбург, 1752 г.)

[2]*Phil. Trans.* XCII (1802), с. 365. Линии Волластона A, B, f, g, D, E, судя по всему, соответствуют фраунгоферовым линиям B, D, b, F, G, H.

[3]*Ann. d. Phys.* LVI (1817), с. 264.

[4]*Denkschr. Akad. d. Wiss. zu München*, VIII (1821–2), с. 1.

[5]Единица измерения длины волны, которая сейчас обычно используется, — это *ангстрем*. Ее назвали в честь шведского физика, Андерса Йонаса Ангстрема (1814–74): она равна 10^{-10} метрам, или одной десятимилионной миллиметра. Видимый спектр расположен в диапазоне от 8000 до 3900 ангстрем; ультрафиолетовые лучи, которые можно изучать в воздухе, простираются примерно до 1850 ангстрем. Иногда используют другие единицы: $\mu\mu$, равную 10 ангстремам, и μ или *микрон*, равную 1000 $\mu\mu$, или $\frac{1}{1000}$ миллиметра.

[6]Линия D обычно бывает двойной, причем длина волн ее компонент равна 5 896,2 и 5 890,2 ангстрем.

пламени (о том, что желтый цвет появляется из-за присутствия натрия, еще точно не знали) равна именно этой величине.

В 1826 г. У. Г. Фокс Толбот[1] (1800–77) исследовал с помощью призмы свет пламени, помещенного перед щелью. По его словам, «если взглянуть на призматический спектр света пламени, то можно обнаружить вещества, наличие которых в других случаях определяется только во время химического анализа в лабораторных условиях». В частности, таким образом можно отличить красный цвет пламени, который придают ему соли стронция, от красного цвета, который придают ему соли лития. Работу Фокса Толбота можно рассматривать как начало применения спектроскопии в химическом анализе[2].

В 1833 г. Уильям Халлоус Миллер[3] (1801–80) продолжил исследования сэра Джона Гершеля[4] (1792–1871) в области поглощения света цветными веществами. Он исследовал спектр солнечного света при прохождении его через различные газы и обнаружил в нем темные линии, которые, очевидно, возникали из-за поглощения света, поэтому, стали считать, что фраунгоферовы линии появляются вследствие поглощения во внешних слоях солнца[5].

Следующим важным шагом в развитии спектроскопии стала формулировка Христианом Доплером[6] (1803–53) принципа, который сейчас носит его имя: если источник света движется относительно наблюдателя, то период волн, воспринимаемый наблюдателем, будет отличаться от периода волн, испускаемых источником. Докажем данное утверждение. Пусть τ — исходный период волн, испускаемых источником, который движется по направлению к наблюдателю с относительной скоростью v (предположим, что эта скорость значительно меньше скорости света V в промежуточной среде). Тогда за одну секунду источник приблизится к наблюдателю на расстояние v и испустит $1/\tau$ волн. Первая волна пройдет конечную точку расстояния v в момент времени v/V после начала второй волны, а последняя волна пройдет конечную точку в момент окончания второй волны. Таким образом, $1/\tau$ волн пройдет конечную точку за $(1-v/V)$ секунд, или период волн, когда они проходят конечную точку, равен $\tau(1-v/V)$.

[1] *Edin. Jour. Sci.* V (1826), с. 77.

[2] См. его более позднюю работу, *Phil. Mag.* (3) IV (1834), с. 112; (3) VII (1835), с. 113; (3) IX (1836), с. 1.

[3] *Phil. Mag.* (3) II (1833), с. 381.

[4] *Trans. R. S. Edin.* IX (1823), с. 445.

[5] Гершель открыто утверждает это в своей работе *Treatise on Astronomy*, 1833 г.

[6] *Abh. Köngl. böhm. Gesellsch.* II (1842), с. 465.

Соответствующее изменение периода создается, если свет отражается от движущейся поверхности. Допустим, что плоская волна света, в среде, где ее скорость равна c_1, падает под углом i на поверхность, параллельную плоскости xy, которая движется параллельно оси z со скоростью v. Тогда несложно показать, что приращение периода, вызванное отражением, равно $\delta\tau$, где

$$\frac{\delta\tau}{\tau} = -\frac{2v\cos i}{c_1}.$$

С 1849 года ученые стали активно изучать зависимость между количеством света, которое тело излучает, и тем количеством, которое оно поглощает. Леон Фуко[1], работая с электрической дугой, обнаружил в ее свете ярко-желтое излучение, длина волны которого точно соответствовала длине волны фраунгоферовой темной D линии. Он обнаружил, что если поместить более яркий источник излучения, дающий постоянный спектр, за дугой, так чтобы спектр этого источника был виден *сквозь* дугу, то его D линия кажется темной, как в солнечном спектре. Таким образом, он показал, что дуга испускает D линию, но поглощает ее, если она испускается другим источником света. Однако Фуко не отнес D линию к натрию, не распространил свое наблюдение на другие спектральные линии и не сделал ни одного теоретического вывода.

Незадолго до лета 1852 г.[2] в Кембридже Стокс в разговоре с Уильямом Томсоном (Кельвином) упомянул о том, что Фраунгофер обнаружил совпадение длин волн двойной темной D линии солнечного спектра и двойной светлой линии спектров разных видов пламени, и что очень строгая экспериментальная проверка этого совпадения, которую осуществил профессор В. А. Миллер[3], показала, что они совпадают с поразительной точностью. В разговоре он также обратил внимание на тот факт, что интенсивный желтый цвет, в который окрашивается пламя, если в горящий спирт подбросить соль, состоит почти исключительно из света, который соответствует этой двойной

[1]Результаты, полученные Фуко, были сообщены Филоматическому обществу (Société Philomathique) 7 января 1849 года и напечатаны в *L'Institut* 7 февраля 1849 г., однако широко известны они стали только тогда, когда их перепечатали в *Annales de Chimie et de Physique* (3) LVIII (1860), с. 476.

[2]Дату устанавливает тот факт, что Томсон не был в Кембридже с лета 1852 года до 1866 года; а разговор определенно происходил в Кембридже: Стокс, *Math. and Phys. Papers*, IV, с. 374.

[3]Видимо, Миллер не публиковал эту работу, однако см. *Phil. Mag.* XXVII (1845), с. 81.

светлой линии спектра. В своем письме Томсону от 24 февраля 1854 года[1] Стокс упомянул о своих собственных наблюдениях: отсутствии светлой D линии в спектре пламени свечи с очищенным фитилем (чтобы исключить отражение в световую оболочку), а также в спектре пламени, которое создается при горении спирта, если его сжигать в стеклянной емкости, объясняется тем, что элемент, которому соответствует D линия спектра, содержится не в спирте, а в фитиле. В 1855 г. Фуко приехал в Лондон для получения медали Копли Лондонского королевского общества, где он описал свои опыты с дугой Стоксу, который впоследствии рассказал о них Томсону. «В своем разговоре с Томсоном, — сказал Стокс[2], — я, для объяснения связи светлых и темных линий спектра, провел аналогию со струнами фортепиано, настроенными на одну ноту, которые могут издавать звук не только при игре, но и отозваться, если в воздухе раздастся звук такой же тональности, что объясняется эффектом поглощения колебаний воздуха. Я также сказал Томсону, — добавил он[3], — что, на мой взгляд, в атмосфере солнца присутствуют пары натрия».

Томсон ухватился за эти две идеи — объяснение наличия темных линий с точки зрения динамики и возможность их применения в химии солнца, — и представил их на профессорских лекциях в университете Глазго[4]. В своем письме Стоксу от 2 марта 1854 года[5] он выдвинул предположение о том, что кроме паров натрия в атмосфере солнца и звезд можно обнаружить и другие элементы в парообразном состоянии, если поискать вещества, которые производят в спектре пламени, светлые линии, совпадающие с темными линиями спектра солнца и звезд, кроме D линии[6].

В 1853 году Ангстрем представил Шведской академии наук свой научный труд[7], в котором он утверждал, что раскаленный газ

---

[1]Напечатано в *Math. and Phys. Papers* Стокса, IV, с. 368.

[2]Стокс *Memoir and Sci. Correspondence*, II (Кембридж, 1907 г.), с. 75.

[3]Ibid., с. 83.

[4]Должно быть, это произошло вскоре после его разговора со Стоксом, так как он говорит: «Я начал преподавать этот материал своим студентам в курсе 1852–3 гг., как показывает старая студенческая тетрадь, которая у меня есть». (Стокс *Math. and Phys. Papers*, IV, с. 374).

[5]Напечатано в *Math. and Phys. Papers* Стокса, IV, с. 369.

[6]См. также президентское обращение Томсона к Британской ассоциации в 1871 году (*B. A. Rep. 1871*, с. LXXXIV); некролог Рэлея на смерть Стокса (*Royal Society Year Book, 1904*; Рэлей *Scientific Papers*, V, с. 173).

[7]*Stockh. Akad. Handl. 1852–3*, с. 229; *Phil. Mag.* (4) IX (1855), с. 327; *Ann. d. Phys.* XCIV (1855), с. 141.

испускает светящиеся лучи той же преломляемости, что и лучи, которые он поглощает при обычной температуре, что, пусть и не совсем точно, показывает уровень, на котором в то время находилось изучение взаимозависимости излучения света и его поглощения.

В 1858 году шотландский физик Бальфур Стюарт (1828–87) подошел к этому вопросу с совершенно другой точки зрения. Сейчас мы ее рассмотрим.

В этой главе мы рассуждали так, словно существуют лучи монохроматического света. Однако это не более чем приближение к истине: луч света может лишь приближаться к монохроматическому, так как, строго говоря, в нем всегда присутствуют составляющие с различными длинами волн, какой бы узкой ни была область спектра, в которую они заключены. В этом и состоит отличие оптики от акустики, где всегда можно различить звук, имеющий одну единственную определенную частоту. Когда же мы рассматриваем, например, излучение раскаленной докрасна кочерги, то всегда следует помнить о том, что в нем имеется множество составляющих, длины волн которых находятся по всей широкой области спектра.

В конце XVIII – начале XIX века Пьер Прево[1] (1751–1839) из Женевы заметил, что раскаленное докрасна тело испускает излучение и при этом остывает. Однако тогда можно предположить, что если несколько таких тел расположить так, что каждое из них будет поглощать все излучение другого, будет наблюдаться равновесное состояние, при котором все тела будут сохранять определенную температуру. В этой системе каждое тело испускает излучение, как если бы в ней не присутствовали другие тела, но так как оно еще и поглощает излучение других тел, то, как заметил Прево, оно должно получать ровно столько тепла, сколько отдает. Сейчас мы знаем это явление как *закон обмена* Прево.

Ход рассуждений Прево продолжил Бальфур Стюарт[2], который заметил, что пластинка каменной соли обладает намного меньшей теплопрозрачностью для теплового излучения массы этого вещества, нагретого до температуры $100°C$, чем для теплового излучения другого вещества, нагретого до такой же температуры. Из этого Стюарт сделал вывод о том, что *лучеиспускательная способность любого вещества равна его поглощательной способности для любого рода*

[1] *Recherches physico-mecaniques sur la chaleur*, Женева, 1792; *Essai sur la calorique rayonnant*, Женева, 1809.

[2] *Trans. R. S. Edin.* XXII (март 1858 г.), с. 1; см. Рэлей *Phil. Mag.* I (1901), с. 98.

тепловых лучей. Распространение этого закона на световое излучение было очевидным. Сам Стокс не догадался, что общий закон Прево об обмене излучением можно применить к частному случаю излучения вещества в зависимости от его преломляемости; то есть, если пламя натрия испускает яркое излучение в области D линии спектра, то, *следовательно*, оно должно поглощать световые лучи с такой же преломляемостью[1].

Спустя полтора года после выхода в свет работы Бальфура Стюарта, Кирхгоф[2] из Гейдельберга, который проводил независимые исследования в этой области, сделал аналогичное открытие и показал, как его можно применить в химии солнца и звезд[3]. Его исследования носили более завершенный характер, чем исследования его предшественников, и в свое время произвели настоящий фурор в научном мире.

Мы можем определить *коэффициент поглощения* A тела для излучения с данной длиной волны, которое распространяется в данном направлении. Пусть пучок лучей приблизительно данной длины волны направлен на тело, тогда A можно найти как отношение излучения, поглощенного телом (измеряется в энергетических единицах), к падающему на тело излучению. Тело, коэффициент поглощения которого равен единице для всех видов излучения, называется *абсолютно черным телом.*

Пусть тело C находится в полой идеально поглощающей оболочке B, причем и тело, и оболочка имеют одинаковую температуру. Так как система находится в состоянии теплового равновесия, она получает и отдает одинаковое количество тепловой энергии, то есть полная энергия, которую излучает C, должна быть равна той части энергии, которую излучает B и которую поглощает C. Теперь давайте передвинем оболочку B относительно тела C или даже заменим ее другой, имеющей такую же температуру. При этом количе-

[1] Стокс *Mem. and Sci. Correspondence*, II, c. 84.

[2] *Berlin Monatsber.* (окт. 1859 г.), с. 662; *Phil. Mag.* XIX (1860), с. 193; *Ann. d. Phys.* CIX (1860), с. 148.

Berlin Monatsber. (дек. 1859 г.), с. 783; *Ann. d. Phys.* CIX (1860), с. 275.

Phil. Mag. XXI (1861), с. 240; *Chem. News*, III (1861), с. 115.

Berlin Abhandl. (1861 [Phys.]), с. 63; (1862 [Phys.]), с. 227; *Ann. d. Phys.* CXVIII (1863), с. 94; см. В. Риччи *Ann. d. Phys.* XXVIII (1933), с. 378.

Более простое доказательство теоремы Стюарта – Кирхгофа, по сравнению с доказательством Кирхгофа, дал Э. Прингсгейм, *Verh. deutsch. Phys. Ges.* III (1901), с. 81.

[3] Именно ему принадлежит честь определения с помощью методов спектроскопии присутствия в солнце не только натрия, но и других металлов.

ство энергии, испускаемое телом C, осталось неизменным, поэтому при изменении оболочки B количество энергии, которое она испускает, а тело C поглощает, остается постоянным. Но коэффициент поглощения может различным образом изменяться от точки к точке тела C и от одной длины волны к другой. Поэтому, чтобы такое постоянство сохранялось, количество энергии излучения любой данной длины волны, которое падает на элемент поверхности тела, находящегося внутри черной оболочки, не должно зависеть от природы и расположения оболочки, а должно зависеть только от ее температуры.

Теперь давайте рассмотрим обмен излучением для длин волн в диапазоне от λ до $\lambda + d\lambda$ между элементом поверхности $d\gamma$ тела C и элементом поверхности $d\beta$ оболочки B. Энергия, которая передается от $d\beta$ к $d\gamma$, равна e_0, где e_0 — энергия излучения данного вида, которой бы обменялись элементы поверхностей $d\gamma$ и $d\beta$, если бы C и B были абсолютно черными. Энергия, которая передается от $d\gamma$ к $d\beta$, состоит из двух частей: излучение этого вида, которое действительно испускает $d\gamma$ (который не обязательно должен быть абсолютно черным), которое падает на $d\beta$ и которое мы обозначим за e, и излучение, которое изначально исходит из всех частей оболочки B, которое отражается или рассеивается $d\gamma$, так что попадает на $d\beta$. Это излучение мы обозначим за f. Тогда

$$e_0 = e + f.$$

Однако может существовать система, которая отличается от этой системы только тем, что каждый луч проходит тот же самый путь, но в противоположном направлении. Если мы рассмотрим такую систему, то увидим, что f равно части излучения, испущенной элементом $d\beta$, которая отражается или рассеивается на $d\gamma$, так что падает куда-то на B, то есть

$$f = e_0 - e_0 a.$$

Следовательно,

$$e_0 = e + e_0 - e_0 a$$

или

$$\frac{e}{a} = e_0.$$

Это закон Бальфура Стюарта и Кирхгофа: *для данного вида излучения* (точно определенного длиной его волны, направлением его распространения и состоянием поляризации) *отношение излучающей*

способности любого тела при данной температуре к его коэффициенту поглощения одинаково для всех тел и равно излучающей способности абсолютно черного тела при данной температуре[1].

Теперь можно перейти к определению внутренней яркости или удельной интенсивности излучения поверхности. Рассмотрим энергию, которую излучает в диапазоне длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, в промежутке времени dt, и которая содержится в узком конусе с телесным углом $d\omega$, площадь поверхности dS, когда направление оси конуса составляет с нормалью к поверхности некий угол i. Очевидно, что излучаемая энергия будет пропорциональна $d\lambda$, dt, dS, $\cos i$ и $d\omega$, поэтому можно записать

$$H\, dt\, dS\, \cos i\, d\omega\, d\lambda,$$

где H — так называемая *внутренняя яркость* поверхности по отношению к излучению в диапазоне от λ до $\lambda + d\lambda$. После интегрирования полная энергия, излучаемая единицей площади в этом волновом диапазоне в секунду, будет равна πH.

Представим замкнутую полость, стенки которой имеют постоянную температуру T, заполненную средой, показатель преломления которой равен единице. Эта полость будет заполнена излучением, тогда лучистую энергию на кубическую ячейку, представленную излучениями, длины волн которых находятся в диапазоне от λ до $\lambda + d\lambda$, можно представить в виде

$$F(\lambda, T)\, d\lambda,$$

где $F(\lambda, T)$ — функция, не зависящая от природы вещества, из которого состоят стенки. Теперь определим взаимосвязь между функцией $F(\lambda, T)$ и внутренней яркостью стенок черного цвета. В пределах диапазона от λ до $\lambda + d\lambda$ элемент поверхности dS излучает энергию $H \cos i\, dS\, d\omega\, d\lambda$ в секунду в конус с телесным углом $d\omega$, направление оси которого составляет угол i с нормалью к dS. Эта энергия распространяется со скоростью c, поэтому энергия, созданная элементом dS, на единичную длину нормали конуса будет равна $(1/c) H \cos i\, dS\, d\omega\, d\lambda$. Таким образом, энергия на кубическую ячейку на расстоянии r вдоль конуса равна

$$\frac{1}{cr^2} H \cos i\, dS\, d\lambda.$$

[1] Для более строгого доказательства этого закона см. Дж. К. Эванс (*Proc. Amer. Acad.* XLVI [1910], с. 97) и Д. Гильберт (*Phys. Zs.* XIII [1912], с. 1056; XIV [1913], с. 592).

Следовательно, энергия на кубическую ячейку в этой точке, созданная полной излучающей поверхностью, будет равна

$$\frac{1}{c}H\,d\lambda\iint\frac{\cos i}{r^2}\,dS\quad\text{или}\quad\frac{1}{c}H\,d\lambda\iint d\Omega$$

(где $d\Omega$ — элемент телесного угла, образованного в этой точке) или

$$\frac{4\pi}{c}H\,d\lambda.$$

Таким образом, мы имеем

$$F(\lambda,T)=\frac{4\pi}{c}H.$$

Кирхгоф показал, что вышеописанное состояние излучения, существующее внутри полой камеры, стенки которой имеют температуру T, может перейти в возбужденное состояние, если стенки камеры обладают абсолютной отражающей способностью (так что сами они энергию не излучают), если тело (оно может быть любого вида при условии, что оно обладает излучающей способностью для каждой длины волны) расположено внутри камеры и имеет температуру T.

После открытий Бальфура Стюарта и Кирхгофа физики столкнулись с задачей нахождения функции $F(\lambda,T)$[1]. Первые шаги к ее решению сделал в 1879 году австриец Йозеф Стефан[2] (1835–93), который эмпирически вывел, что энергия на кубическую ячейку полного излучения, равного $\int F(\lambda,T)\,d\lambda$, пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Через пять лет Больцман[3] доказал это теоретически, объединив второй закон термодинамики с теорией давления излучения. Пусть $u=\int F(\lambda,T)\,d\lambda$ — полная энергия эфира на кубическую ячейку в полой камере, стенки которой имеют температуру T. Тогда, как мы узнали ранее[4], давление излучения на элемент поверхности dS, подвергающейся этому излучению, будет равно PdS, где $P=\dfrac{1}{3}u$. Рассмотрим эфир внутри полого растяжимого сосуда с температурой T как «рабочее вещество» теплового

[1]Утверждение о том, что «все тела раскаляются докрасна при одной и той же температуре», которое можно рассматривать как начало признания функции $F(\lambda,T)$, впервые выдвинул Томас Уэджвуд, *Phil. Trans.* LXXXII (1792), с. 270.

[2]*Wien Ber.* LXXIX, *abt.* II (1879), с. 391.

[3]*Ann. d. Phys.* XXII (1884), стр. 31, 291; см. также В. Голицын, *Ann. d. Phys.* XLVII (1892), с. 479.

[4]См. стр. 327.

двигателя. Полная внутренняя энергия равна $U = uv$, где v — объем сосуда. Элемент механической работы, совершаемой по отношению к внешнему миру (давлением излучения), равен $dA = Pdv$ или $\frac{1}{3}udv$. Если Q — это тепло, поглощенное из внешнего мира, то

$$\frac{dQ}{T} \quad \text{или} \quad \frac{dU + dA}{T} \quad \text{является полным дифференциалом.}$$

Отсюда

$$\frac{1}{T}\left\{d(uv) + \frac{1}{3}u\,dv\right\} \quad \text{или} \quad \frac{1}{T}\left\{v\frac{du}{dT}dT + \frac{4}{3}u\,dv\right\}$$

тоже является полным дифференциалом. Следовательно

$$\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{v}{T}\frac{du}{dT}\right) = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{4}{3}\frac{u}{T}\right) \quad \text{или} \quad \frac{1}{T}\frac{du}{dT} = \frac{4}{3T}\frac{du}{dT} - \frac{4}{3}\frac{u}{T^2},$$

или

$$\frac{du}{dT} = \frac{4u}{T},$$

откуда

$$u = aT^4, \quad \text{где } a \text{ — постоянная,}$$

что является формулой Стефана.

Тем временем происходил прогресс в понимании линейчатых спектров химических элементов. В 1871 году ученый из Дублина Дж. Джонстон Стоней[1] высказал идею о том, что для лучшего изучения структуры этих спектров их нужно разместить на шкале величин, обратных длинам волн, — волновых чисел[2]. Это предложение реализовал другой дублинский ученый, Уолтер Ноэль Хартли[3] (1846–1913), который показал, что, например, в случае с триплетами, которые появляются в спектре цинка, интервалы между тремя компонентами триплета одинаковы для всех триплетов, если эти интервалы выражены через волновые числа. Это было первым открытием существования связи между линиями спектра, которую можно выразить числовым законом. Оно указало на то, что ключом к спектральному анализу является сложение и вычитание волновых чисел. В том же году два ученых из Кембриджа, Джордж Даунинг Лайвинг (1827–1924) и Джеймс Дьюар (1842–1923), заметили[4], что

[1] *Rep. Brit. Ass.* (1871), примечания и аннотации, с. 42.

[2] Волновое число обычно определяется как $10^8\lambda^{-1}$, где λ — это длина волны, выраженная в ангстремах, так что волновое число представляет количество волн в одном сантиметре воздуха.

[3] *Jour. Chem. Soc.* XLIII (1883), с. 390.

[4] *Phil. Trans.* CLXXIV (1883), с. 187 (на стр. 213, 214).

определенные наборы линий в спектре щелочей и оксидов щелочноземельных металлов, очевидно, образуют серию. «Эта зависимость, — заявили они [говоря о связи линий], — проявляется тремя способами: в повторении сходных групп линий; законе чередования расстояния, когда оно уменьшается между последовательными повторениями одной группы по мере уменьшения длины волны; и в законе чередования качества, смены резких групп диффузными: по мере уменьшения длины волны постепенно увеличивается диффузность и уменьшается интенсивность всех родственных групп. Первая зависимость была замечена уже давно в случае со спектральными линиями натрия, которые появляются парами».

В 1885 году Альфред Корню[1] (1841–1902), наблюдая за чередованием дублетов в ультрафиолетовой части спектра таллия и алюминия, пришел к выводу, что дублеты являются последовательными членами серии в виду сходства поведения этих дублетов в отношении обращения.

К этому времени возникла необходимость найти числовой закон, связывающий различные линии серий. Это сделал в 1885 году швейцарский физик Иоганн Якоб Бальмер[2] (1825–98), который вывел формулу

$$\lambda = \lambda_0 \frac{m^2}{m^2 - 4} \quad (m = 3, 4, 5, 6, \ldots)$$

для длин волн известных спектральных линий водорода

$$H_\alpha = \lambda 6563, \quad H_\beta = \lambda 4861, \quad H_\gamma = \lambda 4340, \quad H_\delta = \lambda 4102, \ldots,$$

где λ_0 — постоянная. Эта формула, выраженная через волновые числа, примет следующий вид

$$n = n_0\left(1 - \frac{4}{m^2}\right) \quad (m = 3, 4, 5, \ldots).$$

В 1890 году Генрих Кайзер (1853–1940) и Карл Рунге (1856–1927) назвали[3] серии дублетов в спектре щелочноземельных металлов, обнаруженном Лайвингом и Дьюаром, *главной серией*, *первой побочной серией* и *второй побочной серией*. В спектре натрия главная серия состоит из D линий дублета при длине волн $\lambda = 3303$ и $\lambda = 3302$ и остальных линий в ультрафиолетовой части спектра.

[1] *Comptes Rendus*, C (1885), с. 1181.

[2] *Basel Verh.* VII (1885), стр. 548, 750.

[3] *Ann. d. Phys.* XLI (сент. 1890 г.), с. 302; *Abhandl. Berlin Akad.*, 1890 (*Anh.*), с. 66.

Эти дублеты резкие и легко обратимые. Первая побочная серия состоит из сильных и диффузных дублет, а вторая побочная серия — из более слабых, но более резких дублет. Каждая из серий сходится к пределу в ультрафиолетовой части спектра.

В этом же году Иоганнес Роберт Ридберг[1] из Лунда (1854–1919) вывел новую общую формулу для серий, описывающую как все серии в спектрах щелочей, так и серии водорода:

$$n = n_0 - \frac{R}{(m+p)^2},$$

где n — волновое число, n_0 и p — постоянные, m принимает последовательные целочисленные положительные значения, R — постоянная, *общая для всех серий и элементов*, имеющая значение, которое он дал как

$$R = 109721,6\text{см}^{-1}.$$

R называется *постоянной Ридберга*. Следовательно, формула Бальмера для серии водорода принимает вид

$$n = R\Big(\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}\Big).$$

Для главной серии щелочноземельных металлов n_0 в формуле Ридберга имеет одинаковое значение для двух линий дублета, а p имеет разные значения (например, p_1 и p_2) для менее и более преломляемых линий соответственно. Для первой или диффузной побочной серии p имеет одно и то же значение (скажем, d) для двух линий любого дублета; аналогично для второй или резкой побочной серии p имеет одно значение (например, s) для двух линий любого дублета. Волновое число схождения n_0 имеет одинаковое значение для более преломляемых линий дублет в двух побочных сериях. Таким образом, можно записать:

Основная серия :

менее преломляемые линии дублетов, $n = n_0 - \frac{R}{(m+p_1)^2}$,

более преломляемые линии дублетов, $n = n_0 - \frac{R}{(m+p_2)^2}$.

[1] *Phil. Mag.* $^{(5)}$, XXIX (1890), с. 331; *Kongl. Sv. Vetensk. Ak. Handl.* XXXII (1890), no. 11.

Первая или диффузная побочная серия :

менее преломляемые линии дублетов, $n = n_0' - \frac{R}{(m+d)^2}$,

более преломляемые линии дублетов, $n = n_0'' - \frac{R}{(m+d)^2}$.

Вторая или резкая побочная серия :

менее преломляемые линии дублетов, $n = n_0' - \frac{R}{(m+s)^2}$,

менее преломляемые линии дублетов, $n = n_0'' - \frac{R}{(m+s)^2}$.

В 1896 году Ридберг открыл[1], что при этом обозначении

$$n_0' = \frac{R}{(2+p_2)^2}, \quad n_0'' = \frac{R}{(2+p_1)^2};$$

и аналогичном определении n_0, мы имеем

Основная серия :

менее преломляемые линии дублетов,

$$n = \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(m+p_1)^2}, \quad m = 2, 3, 4, 5, \ldots$$

более преломляемые линии дублетов,

$$n = \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(m+p_2)^2}, \quad m = 2, 3, 4, 5, \ldots$$

Первая или диффузная побочная серия :

менее преломляемые линии дублетов,

$$n = \frac{R}{(2+p_2)^2} - \frac{R}{(m+d)^2}, \quad m = 3, 4, 5, \ldots$$

более преломляемые линии дублетов,

$$n = \frac{R}{(2+p_1)^2} - \frac{R}{(m+d)^2}, \quad m = 3, 4, 5, \ldots$$

Вторая или резкая побочная серия :

менее преломляемые линии дублетов,

$$n = \frac{R}{(2+p_2)^2} - \frac{R}{(m+s)^2}, \quad m = 2, 3, 4, 5, \ldots$$

[1] *Ann. d. Phys.* LVIII (1896), с. 674. Те же самые законы независимо определил А. Шустер, *Nature* LV (1897), стр. 200, 223.

более преломляемые линии дублетов,

$$n = \frac{R}{(2+p_1)^2} - \frac{R}{(m+s)^2}, \quad m = 2, 3, 4, 5, \ldots$$

Ридберг[1] и Вальтер Ритц[2] (1878–1909) установили, что волновые числа всех линий главной и двух побочных серий являются *разностью* чисел, взятых из множеств

$$\begin{array}{cccc}
\frac{1}{(1+s)^2} & \frac{1}{(2+s)^2}, & \frac{1}{(3+s)^2}, & \frac{1}{(4+s)^2}, \ldots \\
 & \frac{1}{(2+p_1)^2}, & \frac{1}{(3+p_1)^2}, & \frac{1}{(4+p_1)^2}, \ldots \\
 & \frac{1}{(2+p_2)^2}, & \frac{1}{(3+p_2)^2}, & \frac{1}{(4+p_2)^2}, \ldots \\
 & & \frac{1}{(3+d)^2}, & \frac{1}{(4+d)^2}, \ldots,
\end{array}$$

и это доказывает принцип (в основном известный как *комбинационный принцип*), согласно которому, *спектру любого элемента соответствует множество «термов», такое что волновые числа линий спектра являются разностью этих термов, взятых попарно*. Вскоре было обнаружено, что в спектре натрия существуют линии, не принадлежащие ни к одной из трех вышеупомянутых серий; их волновые числа являются разностью термов, взятых из вышеприведенного множества, такие как линии (в инфракрасной части спектра)

$$\frac{R}{(2+s)^2} - \frac{R}{(3+p_1)^2} \quad \text{и} \quad \frac{R}{(2+s)^2} - \frac{R}{(3+p_2)^2}$$

и линии (в инфракрасной части спектра)

$$\frac{R}{(3+p_1)^2} - \frac{R}{(4+d)^2} \quad \text{и} \quad \frac{R}{(3+p_2)^2} - \frac{R}{(4+d)^2}.$$

Тем временем в спектре щелочных элементов были открыты новые серии. В 1904 году Ф. А. Саундерс[3] обнаружил пять новых линий

[1] *Rapp. pres. au congrès int.* (Париж, 1900 г.), II, с. 200.

[2] *Phys. Zs*, IX (1908), с. 521; *Ges. Werke*, с. 141.

Astrophys. Jour. XXVIII (1908), с. 237; *Ges. Werke*, с. 163. Многие предсказания, которые можно было сделать, исходя из теории Ритца, проверил Ф. Пашен, *Ann. d. Phys.* XXVII (1908), с. 537; XXIX (1909), с. 625.

[3] *Astrophys. Jour.* XX (1904), с. 188; XXVIII (1908), с. 71.

в инфракрасной области спектра цезия; а в 1907 году А. Бергман[1] показал, что эти линии принадлежат серии, которую назвали «F» или фундаментальной серией и которая существует в спектре (его инфракрасной части) всех щелочных элементов и в спектре многих других элементов (не обязательно в его инфракрасной части). Предел этой серии имеет волновое число $R/(3+d)^2$, а ее линии включают в себя новые серии термов

$$\frac{1}{(4+f)^2}, \quad \frac{1}{(5+f)^2}, \quad \frac{1}{(6+f)^2}, \dots$$

Было замечено, что при нормальных условиях термы, включающие s, объединяются только с p_1 или p_2 термами, а p_1 и p_2 термы объединяются только с s и d термами, в свою очередь d термы — только с p и f термами. По этой причине множества термов обычно располагаются в порядке s, p, d, f, ... С помощью мощных спектроскопов удалось установить, что d и f термы дублируются подобно p термам.

Вернемся к рассмотрению излучения абсолютно черного тела при абсолютной температуре T. Как прежде, обозначим за $F(\lambda, T)\,d\lambda$ энергию на кубическую ячейку, представленную излучениями, длины волн которых находятся в диапазоне от λ до $\lambda + d\lambda$.

В 1893 году В. Вин[2], изучая вид функции $F(\lambda, T)$, сделал важное открытие, которое мы сейчас опишем.

Предположим, что сжимается сферическая оболочка с идеально зеркальными стенками, радиус которой, во время t, равен r. Рассмотрим луч света, падающий на внутреннюю поверхность сферы под углом i. Пусть τ — период света, тогда при каждом отражении имеем[3]:

$$\frac{\delta\tau}{\tau} = \frac{2\cos i}{c}\frac{dr}{dt},$$

где c — скорость света.

Длина пути между двумя импульсами равна $2r\cos i$, тогда период времени между двумя импульсами равен $2r\cos i/c$. Если $\frac{dr}{dt}$ — это изменение τ за одну секунду, то

$$\delta\tau = \frac{2r}{c}\cos i\frac{dr}{dt},$$

[1] *Dissertation*, Йена, 1907 г. Ср. Э. Рикке *Phys. Zs*, IX (1908), с. 241.

[2] *Berlin Sitz.* (9 февр. 1893 г.), с. 55; *Ann. d. Phys.* LII (1894), с. 132. Более точное доказательство дал Э. Букингем, *Phil. Mag.* XXIII (1912), с. 920.

[3] См. стр. 434

откуда

$$\frac{1}{\tau}\frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{r}\frac{dr}{dt}, \quad \text{или} \quad \tau = \text{постоянная} \times r.$$

Таким образом, при сжатии сферы период света тоже сжимается, оставаясь пропорциональным радиусу сферы.

Более того, если за ε обозначить количество энергии в одной длине волны для этого определенного вида излучения, то аналогично получится

$$\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} = -\frac{2\cos i}{c}\frac{dr}{dt} \quad \text{и} \quad \delta\varepsilon = \frac{2r\cos i}{c}\frac{d\varepsilon}{dt},$$

откуда

$$\frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{1}{r}\frac{dr}{dt}, \quad \text{или} \quad \varepsilon r = \text{постоянная}.$$

Таким образом, полное количество лучистой энергии в сфере изменяется пропорционально величине $1/r$, а лучистая энергия на кубическую ячейку — пропорционально $1/r^4$ для волны, за сжатием которой мы наблюдаем, а следовательно, для всех волн. Теперь представим, что эта сфера изначально наполнена излучением всех длин волн, так чтобы находиться в состоянии равновесия с абсолютно черным телом при какой-то определенной температуре T. Так как полная энергия на кубическую единицу при данных условиях изменяется пропорционально T^4, то полная лучистая энергия внутри сферы в любой момент времени — это энергия, соответствующая равновесию с излучающей оболочкой при температуре, которая изменяется пропорционально $1/r$. Мы еще не показали, что распределение энергии среди волн разной длины, которое происходит при сжатии, — это такое распределение энергии, которое существовало бы в состоянии равновесия с излучающей оболочкой. Однако это следует из того, что если бы это предположение было ошибочно, то излучение определенных длин волн обладало бы энергией, соответствующей более высокой температуре, чем излучение других длин волн; и, вводя тела, способные поглощать только волны этих соответствующих длин, мы получили бы разности температуры, способные создать механическую работу, что противоречило бы второму закону термодинамики.

Отсюда следует, что если при распределении лучистой энергии, находящейся в равновесии с излучающей полостью при температуре T, мы умножим длины волн на $k(= r_2/r_1)$, а энергию на кубическую ячейку в каждой длине волны на k^{-4}, то мы получим

распределение лучистой энергии, которая будет находиться в равновесии с излучающей оболочкой при температуре $k^{-1}T$.

Таким образом,

$$k^{-4}F(\lambda, T)\,d\lambda = F(k\lambda, k^{-1}T)\,d\,(k\lambda),$$

откуда видно, что $F(\lambda, T)\,d\lambda$ *должна иметь вид* $T^5\varphi(T\lambda)\,d\lambda$, что ввиду последних выводов можно записать как $T^{-4}\varphi(T\lambda)\,d\lambda$, *где* φ *— функция исключительно аргумента* $T\lambda$. Это и есть *теорема Вина*.

Отсюда следует, что если за λ_m обозначить длину волны, соответствующую максимальному значению ординаты графика (абсциссой которого является излучаемая энергия), то мы должны получить

$$\lambda_m T = \text{const},$$

следовательно, λ_m обратно пропорциональна температуре. Это известно как *закон смещения Вина*.

Три года спустя Вин[1] исследовал вид функции $\varphi(T\lambda)$. Он заметил, что закон, согласно которому в разряженном сосуде излучение аналогично излучению абсолютно черного тела, при условии равенства температуры тела и стенок сосуда, справедлив и для случая, когда излучающим веществом является газ, отделенный от вакуума прозрачным окошком, а от окружающей среды — зеркальными стенками. При этом газ обладает конечной поглощающей способностью излучения всех длин волн и испускает лучи при чисто температурной активизации. Предположим, что закон распределения скоростей Максвелла верен[2], тогда количество молекул, скорость которых находится в диапазоне от v до $v + dv$, пропорционально

$$v^2 e^{-v^2/\alpha^2}\,dv,$$

где α — постоянная, связанная со средней квадратичной скоростью выражением

$$\overline{v}^2 = \frac{3}{2}\alpha^2.$$

Следовательно, абсолютная температура пропорциональна α^2. Мы принимаем, что каждая молекула посылает колебания, длина волны и интенсивность которых зависят только от скорости молекулы.

[1] *Ann. d. Phys.* LVIII (1896), с. 662; *Phil. Mag.* XLIII (1897), с. 214.

[2] Можно заметить, что попытку определить закон излучения абсолютно черного тела, принимая, что для его молекул справедлив закон распределения скоростей Максвелла, сделал Владимир А. Михельсон, *Journal de Physique* $^{(2)}$, VI (1887), с. 467.

Поскольку длина волны λ излучения, испущенного любой молекулой, является функцией v, то, следовательно, v является функцией λ. Значит, интенсивность $F(\lambda, T)$ излучения, длина волны которого находится между λ и $\lambda + d\lambda$, пропорциональна количеству молекул, испускающих излучение этого периода, а также функции скорости v (т. е. функции λ). Поэтому

$$F(\lambda,\, T) = g(\lambda)e^{-\dfrac{f(\lambda)}{T}},$$

где g и f обозначают неизвестные функции. Однако из предыдущей работы Вина нам известно, что

$$F(\lambda,\, T) = \lambda^{-5}\varphi(T\lambda).$$

Объединяя эти результаты, мы имеем

$$F(\lambda,\, T) = C\lambda^{-5}e^{-\dfrac{b}{\lambda T}},$$

что представляет собой *закон излучения Вина*. Экспериментальные данные подтвердили правильность этой формулы в области высоких частот, но только для коротких волн. На другом конце графика $F(\lambda,\, T)$ находится область низких частот, для которой используется другая формула; ее вывод мы сейчас объясним.

Если смешать несколько разных газов (изначально они могут иметь различную температуру), то, в конечном итоге, температура смеси будет одинакова в любой ее точке. Так как температура пропорциональна средней кинетической энергии молекулы, то, очевидно, что система стремится к состоянию, в котором средняя кинетическая энергия одинакова для молекул с различной массой: недостаточность массы легких молекул компенсируется тем, что они движутся с большей скоростью. Это частный пример *теоремы равномерного распределения энергии по степеням свободы*, которая гласит, что *в состоянии статистического равновесия при абсолютной температуре T, полная энергия любой системы, подчиняющейся законам динамики, распределяется таким образом, что каждая степень свободы обладает, в среднем, одинаковой кинетической энергией, равной $\frac{1}{2}kT$, где k — постоянная Больцмана*. Таким образом, для атома одноатомного газа, имеющего три степени свободы, средняя кинетическая энергия

при температуре T равна $\frac{3}{2}kT$. Эту теорему вывели Максвелл[1] и Больцман[2].

Некоторые весьма привычные явления можно объяснить с помощью закона о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Например, если полый твердый сосуд наполнен воздухом, в котором создается случайное возмущение, то со временем это возмущение перейдет в хаотическое движение молекул, которое является предметом изучения в кинетической теории газов. Дело в том, что любое движение в воздухе можно рассматривать как суперпозицию различных видов свободного колебания. Количество видов свободного колебания огромно, а видов колебаний в диапазоне ультракоротких длин волн гораздо больше, чем видов колебаний в диапазоне длинных волн. В теореме равномерного распределения энергии каждый вид колебания рассматривается как степень свободы, из чего следует, что через некоторый промежуток времени энергия возмущения превратится в колебания с очень короткой длиной волны, т. е. выродится в малые нерегулярные возмущения. Хаотическое движение молекул можно разложить с помощью теоремы Фурье на волны; а энергия волн, длины которых находятся в диапазоне от λ до $\lambda + d\lambda$, на единичный объем будет равна $4\pi kT\lambda^{-4}d\lambda$.[3] Тепловое движение молекул газа действительно является коротковолновым.

Тем не менее, существовали различные мнения относительно степени справедливости доктрины о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Лорд Кельвин[4] считал, что он опроверг эту теорему с помощью «решающего опыта». Лорд Рэлей[5], взявшись за решение этой проблемы, показал, что рассуждение Кельвина неубедительно, хотя и признал, что существуют некоторые трудности с применением этой теоремы к реальным газам. «В случае с аргоном, гелием и парами ртути, — говорил он, — отношение удельных теплоемкостей (1,67) ограничивает степени свободы каждой молекулы до трех, которые необходимы для поступательного движения. Значение (1,4), применимое к двухатомным газам, дает молекуле возможность

---

[1] *Phil. Mag.* XIX (янв. 1860 г.), с. 19; XX (июль 1860 г.), с. 21; *Trans. Camb. Phil. Soc.* XII (1878), с. 547.

[2] *Wien Sitzungsber.* LVIII (1868 [Abth. 2]), с. 517; LXIII (1871 [Abth.2]), с. 397.

[3] Это половина величины, найденной ниже для эфира; разница вызвана тем, что колебания в газе являются продольными, а в эфире — поперечными, и каждое состояние поляризации волны считается отдельной степенью свободы.

[4] *Proc. R. S.* том L (1891), с. 85; *Phil. Mag.* XXXIII (май 1892 г.), с. 466.

[5] *Phil. Mag.* XXXIII (апр. 1892 г.), с. 356; *Phil. Mag.* XLIX (янв. 1900 г.), с. 98.

совершать поступательное движение трех видов и вращательное движение двух видов, при этом отсутствует вращение вокруг линии, соединяющей атомы, и относительное движение вдоль этой линии. Даже если представить атомы в виде элементарных точек, вращение которых не имеет никакого смысла, все равно должна существовать энергия вышеупомянутого вида, и ее количество (согласно закону) не может быть неважным». Впоследствии это обсуждение продолжили Пуанкаре[1], Дж. Г. Брайан[2] и другие[3].

В 1900 году лорд Рэлей[4], принимая истинность теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы, вывел из нее формулу для энергии излучения абсолютно черного тела. Она была получена следующим образом.

При свободных колебаниях эфира внутри кубической полости, грань которой равна l, каждый вид колебаний соответствует значениям составляющих электрической и магнитной сил, включающим множитель вида

$$\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left(\frac{p\pi\chi}{l}\right)\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left(\frac{q\pi\nu}{l}\right)\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left(\frac{r\pi z}{l}\right),$$

где p, q, r — целые числа. Частота ν этого колебания равна

$$\nu = \frac{c}{2l}(p^2+q^2+r^2)^{1/2},$$

где c — скорость света. Нужно найти количество видов колебания, соответствующих диапазону частоты от ν до $\nu + d\nu$. Рассмотрим целочисленные значения (p, q, r) как координаты точки: вся система точек образует кубическую матрицу единичной объемной плотности. Пусть R — расстояние от точки (p, q, r) до начала координат, тогда $R^2 = p^2+q^2+r^2$. Количество точек в оболочке, для которых R изменяется от R до $R + dR$, равно заключенному в ней объему (т. к. p, q, r — положительные числа, берется только положительный октант), который, в свою очередь, равен

$$\frac{1}{2}\pi R^2 dR.$$

---

[1] *Revue generale des Sciences*, июль 1894 г.

[2] «Report on Thermodynamics», *Brit. Ass. Rep.* (1894), с. 64; *Proc. Camb. Phil. Soc.* VIII (1895), с. 250.

[3] В. Педди *Proc. R. S. Edin.* XXVI (1905–6), с. 130; Дж. Х. Джинс *Phil. Mag.* XVII (1909), с. 229; Дж. Лармор *Brit. Ass. Rep.* (1913), с. 385.

[4] *Phil. Mag.* XLIX (1900), с. 539; *Nature*, LXXII (май 1905 г.), с. 54 и (июль 1905 г.), с. 243. Ср. Дж. Х. Джинс *Phil. Mag.* (6), X (июль 1905 г.), с. 91.

Следовательно, количество наборов значений p, q, r, соответствующих диапазону от ν до $\nu + d\nu$, равно

$$\frac{1}{2}\pi\left(\frac{2l}{c}\right)\nu^2 d\nu,$$

а при выражении через λ (где $\nu = c/\lambda$) равно

$$4\pi l^3 \lambda^{-4} d\lambda.$$

Для определения количества видов колебаний, которые необходимо сосчитать при использовании теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы, это число нужно удвоить, так как колебания поперечные, и удвоить еще раз, потому что полна энергия (в среднем) равна удвоенной электрической или магнитной энергии, взятым по отдельности. Таким образом, количество видов колебаний равно

$$16\pi l^3 \lambda^{-4} d\lambda.$$

При температуре T каждый вид колебаний обладает средней энергией $\frac{1}{2}kT$. Отсюда полная энергия равна

$$8\pi l^3 kT \lambda^{-4} d\lambda.$$

Таким образом, *энергия излучения на кубическую ячейку в диапазоне длин волн между* λ *и* $\lambda + d\lambda$ *равна*

$$F(\lambda, T) = 8\pi kT \lambda^{-4} d\lambda,$$

где k —это постоянная Больцмана. *Это формула Рэлея*, в которой k равно $1{,}38 \times 10^{-16}$ эрг. (градус)$^{-1}$.

Очевидно, что, в соответствии с этой формулой, лучистая энергия стремилась бы превратиться в волны наивысшей частоты, т. е. бесконечно малой длины. Это является следствием того, что эфир рассматривается как континуум и поэтому имеет бесконечное количество степеней свободы. Поэтому формула Рэлея не отражает истинный закон излучения абсолютно черного тела. Однако она асимптотически верна для длинных волн, что экспериментально показали Г. Рубенс и Ф. Курлбаум в 1900–1 годах[1]. Эту формулу вывел из

---

[1] *Berlin Sitzungsb.* XLI (окт. 1900 г.), с. 929; *Ann. d. Phys.* IV (апр. 1901 г.), с. 649.

теории электронов Лоренц[1], который вычислил излучающую способность и коэффициент поглощения тонкой металлической пластины, на которую падает излучение с большой длиной волны.

Дальнейшую историю работы над проблемами излучения следует отложить до следующей главы. Стоит заметить, что лорд Кельвин до последнего отказывался признать теорему о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Ссылаясь на замечание Рэлея: «Хотелось бы избежать пагубной простоты общего вывода», он сказал: «Самый простой способ достичь этой цели — отрицать вывод; и, тем самым, в начале двадцатого века рассеять тучу, которая в течение последней четверти девятнадцатого века скрывала сияние молекулярной теории тепла и света»[2].

---

[1] *Proc. Amst. Acad.* V (1902–3), с. 666.

[2] Кельвин *Baltimore Lectures* (1904), с. 527.

Глава 13
Классическая теория в эпоху Лоренца

Попытки Максвелла[1] и Герца[2] распространить теорию электромагнитного поля на случай, когда весомые тела находятся в движении, нельзя назвать абсолютно успешными. Ни один из них не учел движение материальных частиц относительно связанного с ними эфира, так что в обоих исследованиях движущиеся тела рассматривали просто как однородные части среды, заполняющей все пространство, причем эти части отличаются друг от друга только особыми значениями электрической и магнитной постоянных. Очевидно, что это допущение не согласуется с замечательной теорией, с помощью которой Френель[3] объяснил оптическое поведение движущихся прозрачных тел. Поэтому неудивительно, что авторы, которые писали после Герца, предлагали заменить его уравнения другими уравнениями, которые согласуются с формулами Френеля. Однако прежде чем приступить к их исследованию, будет неплохо вкратце рассмотреть свидетельства за и против движения эфира, находящегося в движущихся весомых телах и прилегающего к ним, как они выглядели в последнем десятилетии девятнадцатого века.

Явления аберрации объяснил Юнг[4], допустив, что движение тел не влияет на окружающий их эфир. Однако Стокс в 1845 году показал[5], что это объяснение не является единственно возможным. Допустим, что движение Земли сообщает движение соседним порциям эфира. Это движение можно рассматривать как наложенное на колебательное движение эфирных частиц при распространении света: следовательно, ориентация волновых фронтов света в общем изменится, тем самым будет оказано воздействие на направление, в котором мы видим небесное тело и которое первоначально является нормальным по отношению к волновым фронтам. Но если эфир

---

[1]См. стр. 308.

[2]См. стр. 389.

[3]См. стр. 137.

[4]См. стр. 137.

[5]*Phil. Mag.* XXVII (1845), с. 9; XXVIII (1846), с. 76; XXIX (1846), с. 6.

находится в невихревом движении, так что его элементы не вращаются, несложно увидеть, что на направление распространения света в пространстве не будет оказано никакого влияния; световое возмущение по-прежнему распространяется по прямым линиям от звезды, а нормаль к волновому фронту в любой точке отклоняется от этой линии распространения на небольшой угол u/c, где u — составляющая скорости эфира в данной точке, разложенной перпендикулярно линии распространения света, а c — скорость света. Если допустить, что эфир вблизи Земли находится в состоянии покоя относительно земной поверхности, то будет казаться, что звезда смещена к направлению движения Земли на угол, измеряемый отношением скорости Земли к скорости света, умноженным на синус угла между направлением движения Земли и линией, соединяющей Землю со звездой. Это в точности отражает закон аберрации.

На недостаток теории Стокса указали несколько авторов, среди которых был Х. А. Лоренц[1]. Этот недостаток состоит в том, что невихревое движение несжимаемой жидкости полностью определено, когда задана нормальная составляющая скорости на его границе; так что если допустить, что эфир имеет такую же нормальную составляющую скорости, что и Земля, то он не сможет иметь такую же тангенциальную составляющую скорости. Отсюда следует, что в общем случае не существует такого движения, которое удовлетворяло бы уравнению Стокса, и эта сложность не была разрешена удовлетворительно ни одним из предложений, которые были выдвинуты для ее разрешения. Одно из таких предложений состоит в допущении о том, что движение Земли создает вихревое возмущение, которое, несмотря на то, что испускается со скоростью света, не влияет на более устойчивое невихревое движение. Другое предложение, которое в 1899 году выдвинул Планк[2], заключается в том, что обоим условиям теории Стокса (что движение эфира должно быть невихревым и что у поверхности Земли его скорость должна быть равна скорости Земли) можно удовлетворить, если допустить, что эфир сжимается по закону Бойля и подвержен тяготению, так что вокруг Земли он сжат подобно атмосфере, а скорость света не зависит от сгущения эфира.

Лоренц[3], привлекая внимание к недостаткам теории Стокса, предложил объединить идеи Стокса и Френеля, принимая, что эфир

[1] *Archives Neerl.*, XXI (1896), с. 103.

[2] См. Лоренц *Proc. Amst. Acad.* (английское изд.), I (1899), с. 443.

[3] *Archives Neerl.*, XXI (1886), с. 103; *Zittinsgsversl. Kon. Ak. Amsterdam* (1897–8), с. 266.

вблизи Земли находится в невихревом движении (как в теории Стокса), но у поверхности Земли скорость эфира не обязательно равна скорости весомой материи, и (как в теории Френеля) материальное тело сообщает часть $(\mu^2 - 1)/\mu^2$ своего собственного движения эфиру, который в нем находится. Теория Френеля является частным случаем этой новой теории, который имеет место при потенциале скорости равном нулю.

Аберрация ни в коем случае не является единственным астрономическим явлением, которое зависит от скорости распространения света; мы уже видели[1], что эту скорость первоначально определили при наблюдении запаздывания затмений спутников Юпитера. В 1879 году Максвелл заметил[2], что эти затмения предоставляют, по крайней мере теоретическое, средство определения скорости движения солнечной системы относительно эфира. Поскольку, если расстояние от затемненного спутника до Земли разделить на наблюдаемое временное запаздывание этого спутника, то частным будет скорость распространения света в этом направлении по отношению к солнечной системе. Эта скорость будет отличаться от скорости распространения света относительно эфира на составляющую, в этом направлении, скорости движения Солнца относительно эфира. Следовательно, если фиксировать наблюдения, когда Юпитер находится в разных знаках зодиака, то, должно быть, можно определить скорость Солнца относительно эфира или, по крайней мере, ту ее составляющую, которая лежит в эклиптике.

Эти же принципы можно применить к исследованию других астрономических явлений. Так, минимум переменной звезды типа Алголь будет запаздывать или ускоряться на промежуток времени, который можно найти, разделив проекцию радиуса от Солнца до Земли на направление от Солнца до переменной Алголя на скорость, относительно солнечной системы, распространения света от переменной; таким образом, последнюю величину можно вывести из наблюдений запаздывания[3].

Другой пример, в котором время, необходимое свету для пересечения орбиты, влияет на наблюдаемую величину, дает астрономия двойных звезд. Уже давно Савари заметил[4], что, когда плоскость

---

[1]См. стр. 41.

[2]*Proc. R. S.* XXX (1880), с. 108.

[3]Скорость света из наблюдений Алголя определил К. В. Л. Шарлье *Öfversigt af K. Vet.-Ak. Förhandl.* XLVI (1889), с. 523.

[4]*Conn. des Temps*, 1830.

орбиты двойной звезды не перпендикулярна линии зрения, неравенство в видимом движении должно быть вызвано обстоятельством, связанным с тем, что свет от более удаленной звезды должен пройти большее расстояние. Ивон Вилларсо[1] показал, что этот эффект можно представить постоянным изменением эллиптических элементов орбиты (безусловно, это изменение невозможно обнаружить) вместе с периодическим неравенством, которое можно полностью определить следующим положением: видимые координаты одной звезды относительно другой имеют значения, которые в отсутствие этого эффекта они имели бы в более ранний или более поздний момент, который отличается от действительного времени на величину

$$\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{z}{c},$$

где m_1 и m_2 — массы звезд, c — скорость света, а z — действительное расстояние между двумя звездами во время испускания света, разложенное по линии зрения. В настоящем состоянии астрономии двойных звезд этот эффект был бы скрыт ошибками наблюдения.

Вилларсо также исследовал следствия допущения о том, что скорость света зависит от скорости источника, который его испускает. Например, если бы скорость света от звезды, затененной луной, была меньше скорости света, отраженного луной, то видимое положение лунного диска было бы более продвинутым в своем движении, чем видимое положение звезды, так что, появляясь после затенения, звезда отразилась бы на внутренней поверхности диска в момент его исчезновения. Величина, на которую отражение звезды могло бы вторгнуться на отражение диска по этой причине, не могла бы превысить $0''.71$; наблюдалось вторжение в степени, превышающей $1''$, но его, очевидно, следует объяснять, главным образом, другими причинами[2].

Среди следствий конечной скорости распространения света, которые очень важны в астрономии, ведущее место следует отдать принципу, сформулированному Доплером[3], о том, что движение источника света относительно наблюдателя корректирует период возмущения, которое он получает. Это явление напоминает снижение

[1] *Additions à la Connaissance des Temps*, 1878; усовершенствованный вывод дал Г. Зеелигер *Sitzungsberichte d. K. Ak. zu München*, XIX (1889), с. 19.

[2] Вопрос возможной зависимости скорости света от скорости источника будет рассмотрен во втором томе этого труда в связи с «баллистической» гипотезой Ритца.

[3] См. стр. 434.

высоты ноты при удалении источника звука от наблюдателя. В обоих случаях период колебаний, воспринимаемый наблюдателем, равен $(+v)/c\times$ период собственных колебаний, где v — скорость разделения источника и наблюдателя, а c — скорость распространения возмущения. Например, если скорость разделения равна орбитальной скорости Земли, то D линии натрия в спектре источника света будут смещены к красной части спектра, по сравнению с линиями, полученными из пламени земного натрия, примерно на одну десятую расстояния между ними. Применение этого принципа к определению относительной скорости звезд по линии зрения, которое оказалось очень полезным в астрофизических исследованиях, предложил в 1848 году Физо[1].

Покидая астрономическую обсерваторию, мы теперь должны изучить информацию о влиянии движения Земли на оптические явления, которая была получена в физической лаборатории. Мы уже ссылались[2] на исследования, с помощью которых была проверена истинность формулы Френеля. Опыт другого типа предложил в 1859 году Физо[3], который заметил, что если эфир не увлекается Землей, то излучение, которое испускает земной источник, должно иметь различную интенсивность в разных направлениях. Однако через много лет Лоренц показал[4], что от подобного опыта, исходя из теоретических основ, не следовало ожидать положительного результата: количество лучистой энергии, сообщенное поглощающему телу, не зависит от движения Земли. Несколько лет спустя Физо исследовал[5] еще один возможный эффект. Если луч поляризованного света послать под непрямым углом через стеклянную пластинку, то азимут поляризации изменяется в степени, которая зависит, кроме всего прочего, от показателя преломления стекла. Физо провел этот опыт с солнечным светом: он посылал свет через стекло в направлении движения Земли и в противоположном направлении; результаты казались разными, но из-за экспериментальных сложностей принять окончательное решение оказалось невозможно.

Несколько лет спустя влияние движения Земли на вращение плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль оси кри-

---

[1]Аппарат для демонстрации эффекта Доплера – Физо в лаборатории сконструировал Белопольский *Astrophys. Jour.*, XIII (1901), с. 15.

[2]См. стр. 138–140.

[3]*Ann. d. Phys.* XCII (1854), с. 652.

[4]*Proc. Amst. Acad.* (английское изд.), IV (1902), с. 678.

[5]*Annales de Chim.* (3), LXVIII (1860), с. 129; *Ann. d. Phys.* CXIV (1861), с. 554.

сталла кварца, исследовал Маскар[1]. Получив отрицательный результат, Маскар заявил, что вращение не могло бы измениться больше, чем на 1/40 000-ю долю, когда ориентацию аппарата, который первоначально находился в направлении движения Земли, изменяли на противоположную. Впоследствии это подтвердил лорд Рэлей[2], который обнаружил, что изменение, если оно существует, не может равняться даже 1/100 000 доле.

П. Г. Тэт в 1882 году предположил[3], что «если бы эфир находился в движении относительно Земли, то абсолютные отклонения линий в дифракционном спектре должны быть различны в различных азимутах».

Как указал Максвелл в письме от 1879 года, на которое мы уже ссылались[4], в земных методах определения скорости света луч заставляют повторно пройти по своей траектории, так что любая скорость, которой Земля может обладать по отношению к светоносной среде, изменила бы время двойного прохождения только на величину, пропорциональную квадрату угла аберрации[5]. Однако в 1881 году Альберт Абрахам Майкельсон[6] (1852–1931) заметил, что такое влияние, хотя и второго порядка, должно проявляться в измеримой разности времени, которое необходимо лучам, чтобы пройти равный путь, параллельно и перпендикулярно направлению движения Земли соответственно. Он получил интерференционные полосы между двумя пучками света, которые прошли по перпендикулярным траекториям; но когда аппарат повернули на 90 градусов, так чтобы разность стала противоположной, ожидаемого смещения полос не произошло. Майкельсон счел этот результат доказательством теории Стокса[7], в которой предполагается, что эфир, находящийся вблизи Земли, движется. Однако Лоренц[8] показал, что величина, которую

[1]*Annales de l'Ec. Norm.* (2), I (1872), с. 157.

[2]*Phil. Mag.* IV (1902), с. 215.

[3]Тэт *Life and Scientific Work*, (изд. К. Г. Кнотом), с. 92.

[4]*Proc. R. S.* XXX (1880), с. 108.

[5]Угол аберрации есть отношение орбитальной скорости Земли к скорости света; см. *выше*, стр. 122.

[6]*Amer. Jour. Sci.* XXII (1881), с. 20. Впоследствии его метод был усовершенствован; см. Майкельсон и Е. В. Морли *Amer. Jour. Sci.* XXXIV (1887), с. 333; *Phil. Mag.* XXIV (1887), с. 449. См. также Е. В. Морли и Д. К. Миллер *Phil. Mag.* VIII (1904), с. 753 и IX (1905), с. 680.

[7]См. стр. 455.

[8]*Arch. Neerl.*, XXI (1886), с. 103. Об опыте Майкельсона – Морли см. также Хикс *Phil. Mag.* III (1902), с. 9.

следует измерять, вполовину меньше той, которую предлагал Майкельсон, и предположил, что отрицательный результат можно объяснить, объединив теории Френеля и Стокса, которые он развил в своем собственном научном труде[1], так как, если бы скорость эфира вблизи Земли была равна, скажем, половине скорости Земли, то смещение полос Майкельсона было бы неощутимым.

Продолжение опыта Майкельсона и Морли последовало в 1897 году, когда Майкельсон[2] попытался опытным путем определить, изменяется ли относительное движение Земли и эфира с изменением вертикальной высоты над поверхностью Земли. Однако не было получено никакого результата, который указал бы на то, что скорость света зависит от расстояния до центра Земли, и Майкельсон заключил, что, если бы нужно было выбрать между теориями Френеля и Стокса, то следовало бы принять теорию последнего и допустить, что влияние Земли на эфир простирается на многие тысячи километров над ее поверхностью. Однако, как мы увидим впоследствии, к этому времени уже появилось другое объяснение.

Тем временем, дилемма, существующая в этом предмете, еще более обострилась под влиянием экспериментальных результатов, которые указывали направление, противоположное направлению Майкельсона. В 1892 году сэр Оливер Лодж[3] наблюдал интерференцию между двумя порциями раздвоенного луча света, которые заставили двигаться в противоположных направлениях по замкнутой траектории в пространстве, ограниченном двумя быстро вращающимися стальными дисками. Наблюдения показали, что скорость света не подвержена влиянию прилегающей материи в степени 1/200-й доли скорости материи. Продолжая свои исследования Лодж[4] сильно намагнитил движущуюся материю (в его опыте это было железо), так чтобы свет распространялся через движущееся магнитное поле; и наэлектризовал ее, так чтобы траектория лучей находилась в движущемся электростатическом поле; но ни в одном случае на скорость света не было оказано ощутимого влияния.

Теперь мы должны проследить те этапы, благодаря которым физики-теоретики не только пришли к разрешению видимых про-

---

[1]См. стр. 456.

[2]*Amer. Jour. Sci.* (4), III (1897), с. 475.

[3]*Phil. Trans.* CLXXXIV (1893), с. 727.

[4]Ibid. CLXXXIX (1897), с. 149. См. также Лодж «Silvanus Thompson Memorial Lecture» *Journal of the Röntgen Society*, XVIII, июль 1922 года.

тиворечий, созданных опытами с движущимися телами, но и так расширили область электрической науки, что для того, чтобы ее вместить, возникла необходимость расширить концепции пространства и времени.

Первый научный труд, в котором были раскрыты новые концепции, опубликовал Хендрик Антон Лоренц[1] (1853–1928) в 1892 году. Теория Лоренца, подобно теориям Вебера, Римана и Клаузиуса[2], была теорией электронов, т. е. все электродинамические явления объяснялись действием движущихся электрических зарядов, которые в магнитном поле подвергаются действию сил, пропорциональных их скоростям, и сообщают эти силы весомой материи, с которой они могут быть связаны[3].

Несмотря на то, что первые теории электронов не оправдали ожиданий своих авторов, допущению о том, что все электрические или магнитные явления вызваны присутствием или движением отдельных электрических зарядов, физики того времени были расположены уделить должное внимание; поскольку, как мы уже видели[4], к свидетельству атомной природы электричества добавилось изучение проводимости электричества жидкостями и газами. Более того, открытия Герца[5] показали, что молекула, испускающая свет, должна содержать некоторую систему, похожую на вибратор Герца, а неотъемлемым процессом вибратора Герца является поступательное колебание электричества. Сам Лоренц в начале своей научной деятельности[6] считал, что взаимодействие весомой материи с электрическим полем осуществляется посредством электрических зарядов, связанных с атомами материи.

---

[1]*Archives Neerl.* XXV (1886), с. 363: теория дана в главе IV, стр. 432 и далее.

[2]См. стр. 243, 249, 280.

[3]Некоторые авторы были склонны использовать термин «электронная теория», как если бы он был особым образом связан со знаменитым открытием сэра Джозефа Томсона (см. стр. 430, *выше*), что все отрицательные электроны имеют равные заряды. Однако открытие Томсона, несмотря на свою несомненно огромную важность для раскрытия структуры вселенной, до сих пор не оказало сколь-нибудь значительного влияния на общую электромагнитную теорию. Причина этого состоит в том, что в теоретических исследованиях принято обозначать изменения электронов символами, e_1, e_2, ...; а их равенство или неравенство никак не влияет на уравнения. Если сравнить это с примером из небесной механики, то на общие уравнения планетарного движения никак не повлиял бы тот факт, если бы массы всех планет оказались одинаковыми.

[4]См. главу XI.

[5]См. стр. 380–387.

[6]*Verh. d. Ak. v. Wetenschappen, Amsterdam, Deel* XVIII, 1878.

Принципиальная разница между той теорией, которую теперь выдвинул Лоренц, и теориями Вебера, Римана, Клаузиуса и ранней теорией самого Лоренца, заключена в концепции распространения влияния от одного электрона к другому. В более старых работах считалось, что электроны могут действовать друг на друга на расстоянии с силами, которые зависят от их зарядов, расстояний между ними и скоростей; в настоящем же труде предполагалось, что электроны взаимодействуют не напрямую друг с другом, а со средой, в которой они находятся. Этой среде были приписаны свойства, характерные для эфира в теории Максвелла.

Среда Лоренца отличалась от среды Максвелла только в отношении эффектов, производимых движением тел. Находясь под впечатлением успеха великолепной теории Френеля о распространении света в движущихся прозрачных веществах[1], Лоренц составил свои уравнения так, чтобы они согласовывались с этой теорией, и показал, что это можно сделать, проведя различие между материей и эфиром, и допуская, что движущееся весомое тело не может сообщать свое движение эфиру, окружающему его или даже содержащемуся в его собственных частицах, так что никакая часть эфира не может находиться в движении относительно другой его части. Такой эфир — это всего лишь пространство, обладающее определенными динамическими свойствами; введение этого пространства было наиболее характерной и наиболее ценной чертой теории Лоренца, которая полностью отличается, например, от теории Герца, в том, что касается электродинамики движущихся тел.

Таким образом, общий план исследования Лоренца заключался в том, чтобы свести все сложные случаи электромагнитного действия к одному простому фундаментальному случаю, когда поле содержит только свободный эфир, в котором разбросаны одиночные электроны; для этого фундаментального случая он принял теорию, которая представляла собой комбинацию теории электричества Клаузиуса и теории эфира Максвелла.

Допустим, что $e(x, y, z)$ и $e'(x', y', z')$ — два электрона. В теории Клаузиуса[2] кинетический потенциал их взаимодействия равен (в электростатической системе единиц)

$$\frac{ee'}{r}\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial x}{\partial t}\frac{\partial x'}{\partial t}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial y}{\partial t}\frac{\partial y'}{\partial t}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial z}{\partial t}\frac{\partial z'}{\partial t}-1\right);$$

---

[1] См. стр. 137 и далее.

[2] См. стр. 280.

так что в присутствии любого количество электронов, часть кинетического потенциала, которая касается любого из них, скажем, e, можно записать как

$$L_e = e\Big(\frac{1}{c}a_x\frac{\partial x}{\partial t} + \frac{1}{c}a_y\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{1}{c}a_z\frac{\partial z}{\partial t} - \varphi\Big),$$

где $\mathbf{a}$ и φ обозначают потенциальные функции, определенные уравнениями

$$\mathbf{a} = \iiint \frac{\rho'\mathbf{v}'}{cr}\,dx\,dy\,dz, \quad \varphi = \iiint \frac{\rho'}{r}\,dx\,dy\,dz;$$

причем ρ обозначает объемную плотность электрического заряда в электростатических единицах, а $\mathbf{v}$ — его скорость; интеграл берется по всему пространству.

Сейчас мы откажемся от допущения Клаузиуса о мгновенном действии электронов на расстоянии, заменив его допущением о том, что они действуют друг на друга через эфир, который заполняет все пространство и удовлетворяет уравнениям Максвелла. Это изменение несложно внести в теорию Клаузиуса, поскольку, как мы уже видели[1], если состояние эфира Максвелла в любой точке определяется электрическим вектором $\mathbf{d}$ и магнитным вектором $\mathbf{h}$[2], то эти векторы можно выразить через потенциалы $\mathbf{a}$ и φ:

$$\mathbf{d} = \operatorname{grad}\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}, \quad \mathbf{h} = \operatorname{rot}\mathbf{a};$$

а функции $\mathbf{a}$ и φ, в свою очередь, можно выразить через электрические заряды:

$$\mathbf{a} = \iiint \{\overline{(\rho\mathbf{v}_x)'}/cr\}\,dx\,dy\,dz, \quad \varphi = \iiint \{\overline{(\rho)'}/r\}\,dx\,dy\,dz,$$

где черта сверху указывает на то, что величины $(\rho\mathbf{v}_x)'$ и $(\rho)'$ относятся к моменту времени $(t - r/c)$[3]. Сравнивая эти формулы с теми, которые были даны выше для потенциалов Клаузиуса, мы видим,

[1] См. стр. 304–305.

[2] Мы будем использовать строчные буквы $\mathbf{d}$ и $\mathbf{h}$, вместо $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, при рассмотрении фундаментального случая Лоренца, в котором система состоит только из свободного эфира и изолированных электронов.

[3] Эти интегралы для $\mathbf{a}$ и φ были даны за год до работы Лоренца 1892 года А. Пуанкаре *Comptes Rendus*, CXIII (1891), с. 515.

что в теорию Клаузиуса необходимо внести только одно изменение — запаздывание потенциалов, на которое указывал Л. Лоренц[1].

Т. Леви-Чевита показал[2], что, когда $\mathbf{a}$ и φ определяются этими интегралами, то они удовлетворяют уравнению

$$\frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{c\partial t} = 0.$$

Более того, еще в 1858 году Риман показал[3], что функция φ, определенная вышеприведенным интегралом, удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho;$$

однако Риман рассматривал только электрические силы, а потому не дал уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} = -4\frac{\pi}{c}\rho\mathbf{v}.$$

Электрическая и магнитная силы, которые таким образом определяются через положение и движение зарядов, удовлетворяют уравнениям Максвелла[4]

$$\begin{cases} \operatorname{div}\mathbf{d} = 4\pi\rho, \\ \operatorname{div}\mathbf{h} = 0, \\ \operatorname{rot}\mathbf{d} = -\dfrac{1}{c}\dfrac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot}\mathbf{h} = \dfrac{1}{c}\dfrac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} + \dfrac{4\pi}{c}\rho\mathbf{v}. \end{cases}$$

Теория Лоренца основана на этих четырех уравнениях эфира Максвелла, а также на уравнении, которое определяет пондеромоторную силу, действующую на заряженную частицу; эта сила, которую мы сейчас выведем, была взята из теории Клаузиуса.

---

[1] См. стр. 319.

[2] Nuovo Cimento (4), VI (1897), с. 93.

[3] В работе, опубликованной после его смерти в *Ann. d. Phys.* (5), XI (1867), с. 237.

[4] Эти уравнения, с членами по $\rho\mathbf{v}$, впервые предложил Фитцджеральд на собрании Британской ассоциации в Саутпорте в 1883 году. См. Хевисайд *Elect. Papers*, II, с. 508.

Уравнениями движения электрона e, данными Лагранжем, являются

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)}\right) - \frac{\partial L}{\partial x} = 0$$

и два подобных уравнения, где L обозначает полный кинетический потенциал, созданный как электрическими, так и механическими причинами. Пондеромоторная сила, которую электромагнитное поле прикладывает к электрону, имеет составляющую по x, равную

$$\frac{\partial L_e}{\partial x} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)}\right),$$

где

$$L_e = e\Big(\frac{a_x}{c}\frac{\partial x}{\partial t} + \frac{a_y}{c}\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{a_z}{c}\frac{\partial z}{\partial t} - \varphi\Big),$$

или

$$e\Big(\frac{1}{c}\frac{\partial a_x}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_y}{\partial x}\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial a_z}{\partial x}\frac{\partial z}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial x}\Big) - \frac{e}{c}\frac{da_x}{dt}.$$

Последнее уравнение, так как

$$\frac{da_x}{dt} = \frac{\partial a_x}{\partial t} + \frac{\partial a_x}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial a_x}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial a_x}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial t},$$

сводится к

$$e\Big(-\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{1}{c}\frac{\partial a_x}{\partial t}\Big) + \frac{e}{c}\frac{\partial z}{\partial t}\Big(\frac{\partial a_z}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial z}\Big) + \frac{e}{c}\frac{\partial y}{\partial t}\Big(\frac{\partial a_y}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial y}\Big),$$

или

$$ed_x + \frac{e}{c}\Big(\frac{\partial y}{\partial t}h_z - \frac{\partial z}{\partial t}h_y\Big),$$

так что рассматриваемая сила равна

$$e\mathbf{d} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}\cdot\mathbf{h}].$$

Эта формула согласуется с формулой, полученной Хевисайдом[1] в 1889 году для пондеромоторной силы, действующей на наэлектризованную корпускулу заряда e, которая движется со скоростью $\mathbf{v}$ в поле, определяемом электрической силой $\mathbf{d}$ и магнитной силой $\mathbf{h}$[2].

[1] См. стр. 367.

[2] Вывод полного набора уравнений для электромагнитного поля, включая это уравнение для пондеромоторной силы, из принципа наименьшего действия, дал К. Шварцшильд *Gött. Nach.* (1903), с. 126.

Скорость потери энергии при излучении от заряда e, имеющего ускорение Γ, открыл Лармор[1] в 1897 году: она равна

$$\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\Gamma^2$$

(заряд, как обычно, измеряется в электростатических единицах). Эта формула нашла весьма обширное применение в физике и астрофизике.

В фундаментальном случае Лоренца, который был исследован, были учтены только элементарные составляющие, которые предположительно образуют вселенную, а именно: корпускулы и эфир. Теперь следует посмотреть, каким образом можно создать из них более сложные системы, которые непосредственно предстают перед нами.

Электромагнитное поле в весомых телах, которое мы ощущаем как постоянно изменяющееся, представило бы отличный аспект, если бы мы были способны разглядеть молекулярную структуру; тогда мы смогли бы различить отдельные электроны, создающие это поле, и быстрые флуктуации электрической и магнитной сил между ними. Но величины, которые мы можем получить с помощью своих инструментов, являются усредненными, взятыми по объемам, которые, хотя и кажутся нам маленькими, огромны по сравнению с размерами молекул[2]. Мы будем обозначать среднюю величину такого рода чертой над соответствующим символом.

Лоренц допустил, что явления электростатического заряда и токов проводимости вызваны присутствием или движением простых электронов, подобных рассмотренным выше. Часть $\overline{\rho}$, созданная ими, является измеримой плотностью электростатического заряда; ее мы обозначим за ρ_1. Если $\mathbf{w}$ обозначает скорость весомой материи и если скорость $\mathbf{v}$ электронов записать как $\mathbf{w}+\mathbf{u}$, то величину $\overline{\rho\mathbf{v}}$, поскольку ее создают электроны именно такого типа, можно записать как $\rho_1\mathbf{w}+\overline{\rho\mathbf{u}}$. Первое из этих слагаемых представляет конвекционный ток, а последнее — ток проводимости.

Теперь рассмотрим явления, происходящие в диэлектриках. Следуя Фарадею, Томсону и Моссоти[3], Лоренц допустил, что каждая

[1] *Phil. Mag.* XLIV (1897), с. 503.

[2] Эти принципы высказал и в некоторой степени развил Дж. Уиллард Гиббс в 1882–3 гг.: *Amer. Jour. Sci.* XXIII, стр. 262, 460; XXV, с. 107; Гиббс *Scientific Papers*, II, стр. 182, 195, 211.

[3] См. стр. 226, 228.

молекула диэлектрика содержит корпускулы, заряженные стеклянным электричеством, и корпускулы, заряженные смоляным электричеством. Эти корпускулы в отсутствие внешнего поля расположены так, чтобы нейтрализовать электрические поля друг друга вне молекулы. Для простоты можно допустить, что в каждой молекуле только одну корпускулу заряда e можно сместить из ее положения. Из этого допущения следует, что другие корпускулы в молекуле вызывают то же самое электростатическое действие, что и заряд $-e$, находящийся в исходном положении этой корпускулы. Таким образом, если e смещается в соседнее положение, то вся молекула становится эквивалентной электрическому диполю, момент которого измеряется произведением e и смещения e. Таким образом, молекулы в единице объема, взятые вместе, создадут (векторный) электрический момент на единицу объема, $\mathbf{P}$, который можно сравнить с (векторной) напряженностью намагничивания в теории магнетизма Пуассона[1]. Как и в этой теории, мы можем заменить дипольное распределение $\mathbf{P}$ скалярной величины ρ объемным распределением ρ, которое определяется уравнением[2]

$$\overline{\rho} = -\operatorname{div}\mathbf{P}.$$

Это уравнение представляет часть $\overline{\rho}$, созданную молекулами диэлектрика.

Более того, скалярная величина ρw_x тоже имеет дипольное распределение, к которому можно применить эту же теорему; следовательно, среднее значение части ρw_x, созданной молекулами диэлектрика, определяется уравнением

$$\overline{\rho w_x} = -\operatorname{div}(w_x\mathbf{P}) = -w_x \operatorname{div}\mathbf{P} - (\mathbf{P}\cdot\nabla)w_x$$

или

$$\overline{\rho\mathbf{w}} = -\operatorname{div}\mathbf{P}\cdot\mathbf{w} - (\mathbf{P}\cdot\nabla)\mathbf{w}.$$

Сейчас мы должны определить ту часть $\overline{\rho\mathbf{u}}$, которая создается молекулами диэлектрика. Для одного диполя момента $\mathbf{p}$ через дифференцирование мы получаем

$$\iiint \rho\mathbf{u}\,dx\,dy\,dz = d\mathbf{p}/dt,$$

[1]См. стр. 86–89.

[2]Все переходы мы считаем последовательными во избежание поверхностных распределений.

где интеграл берется по всей молекуле, так что

$$\iiint \rho\mathbf{u}\,dx\,dy\,dz = (d/dt)(V\mathbf{P}),$$

где интеграл берется по всему объему V, который содержит огромное количество молекул, но является маленьким по сравнению с измеримыми величинами. Тогда это уравнение можно записать как

$$\overline{\rho\mathbf{u}} = \frac{1}{V}\frac{d}{dt}(V\mathbf{P}).$$

Если $\dfrac{\partial\mathbf{P}}{\partial t}$ относится к дифференцированию в неподвижной точке пространства (в противоположность дифференцированию, которое сопутствует движущемуся телу), то мы имеем

$$(d/dt)\mathbf{P} = (\partial/\partial t)\mathbf{P} + (\mathbf{w}\cdot\nabla)\mathbf{P}$$

и

$$(d/dt)V - V\,\mathrm{div}\,\mathbf{w};$$

так что

$$\overline{\rho\mathbf{u}} = \frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t} + (\mathbf{w}\cdot\nabla)\mathbf{P} + \mathrm{div}\,\mathbf{w}\cdot\mathbf{P} =$$

$$= \frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t} + \mathrm{rot}[\mathbf{P}\cdot\mathbf{w}] + \mathrm{div}\,\mathbf{P}\cdot\mathbf{w} + (\mathbf{P}\cdot\nabla)\mathbf{w},$$

следовательно,

$$\overline{\rho\mathbf{u}} + \overline{\rho\mathbf{w}} = \frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t} + \mathrm{rot}[\mathbf{P}\cdot\mathbf{w}].$$

Это уравнение определяет ту часть $\overline{\rho\mathbf{v}}$, которую создают молекулы диэлектрика.

Таким образом, после усреднения общие уравнения эфира выглядят как

$$\mathrm{div}\,\overline{\mathbf{d}} = 4\pi\rho_1 - 4\pi\,\mathrm{div}\,\mathbf{P}, \quad \mathrm{div}\,\overline{\mathbf{h}} = 0, \quad \mathrm{rot}\,\overline{\mathbf{d}} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\overline{\mathbf{h}}}{\partial t},$$

$$\mathrm{rot}\,\overline{\mathbf{h}} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{d}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\left\{\begin{matrix}\text{конвекционный ток} + \text{ток проводимости}\\ +\dfrac{\partial\mathbf{P}}{\partial t} + \mathrm{rot}[\mathbf{P}\cdot\mathbf{w}]\end{matrix}\right\}.$$

Чтобы сравнить эти уравнения с обыкновенными электромагнитными уравнениям, мы, очевидно, должны записать

$$\overline{\mathbf{d}} = \mathbf{E}, \quad \text{электрическая сила;}$$
$$\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \mathbf{D}, \quad \text{электрическая индукция;}$$
$$\overline{\mathbf{h}} = \mathbf{H}, \quad \text{магнитный вектор.}$$

Затем эти уравнения превращаются (при замене ρ_1 на ρ, так как больше нет необходимости в использовании индекса) в уравнения

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad -\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{S},$$

где

$$\mathbf{S} = \text{ток проводимости} + \text{конвекционный ток} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} + \operatorname{rot}[\mathbf{P}\cdot\mathbf{w}].$$

Слагаемое $\frac{1}{4\pi}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}$ в выражении для $\mathbf{S}$, очевидно, представляет ток смещения Максвелла, а в слагаемом $\operatorname{rot}[\mathbf{P}\cdot\mathbf{w}]$ можно узнать видоизмененную форму слагаемого $\operatorname{rot}[\mathbf{D}\cdot\mathbf{w}]$, которое впервые ввел в уравнения Герц[1]. Вспомним, что Герц считал, что это слагаемое представляет создание магнитной силы в диэлектрике, который движется в электрическом поле, и что Хевисайд[2], приведя соображения, связанные с энергией, показал, что это слагаемое следует рассматривать как часть полного тока и из его существования сделал вывод о том, что диэлектрик, который находится в движении в электрическом поле, является местом нахождения электрического тока, создающего магнитное поле в окружающем пространстве. Поправка, сделанная Лоренцом, состояла в замене $\mathbf{D}$ на $4\pi\mathbf{P}$ в векторном произведении. Это означало, что движущийся диэлектрик не вызывает в эфире смещения, которое представлено слагаемым $\mathbf{E}$ в $\mathbf{D}$, а лишь увлекает за собой заряды, которые существуют на противоположных концах молекул весомого диэлектрика и которые представлены слагаемым $\mathbf{P}$. Часть полного тока, представленная слагаемым $\operatorname{rot}[\mathbf{P}\cdot\mathbf{w}]$, обычно называют *током диэлектрической конвекции.*

В 1888 году Рентген экспериментально показал[3], что магнитное поле создается, когда незаряженный диэлектрик движется перпендикулярно силовым линиям постоянного электростатического поля. Его опыт заключался во вращении диска из диэлектрика между пластинами конденсатора; было создано магнитное поле, эквивалентное

[1]См. стр. 389.

[2]См. стр. 390.

[3]*Ann. d. Phys.* XXXV (1888), с. 264; XL (1890), с. 93.

полю, которое было бы создано при вращении «фиктивных зарядов» на двух гранях диэлектрика, т. е. зарядов, которые относятся к поляризации диэлектрика так же, как эквивалентная поверхностная плотность магнетизма Пуассона[1] относится к магнитной поляризации. Если за U обозначить разность потенциалов между противоположными обкладками конденсатора, а за ε — диэлектрическую проницаемость диэлектрика, то поверхностная плотность электрического заряда на обкладках пропорциональна $\pm\varepsilon U$, а фиктивные заряды на поверхностях диэлектрика пропорциональны $\pm(\varepsilon-1)U$. Из этого очевидно, что если пластина конденсатора заряжена до данной разности потенциалов и вращается в своей собственной плоскости, то созданное магнитное поле пропорционально ε, если (как в опыте Роуланда[2]) обкладки вращаются, а диэлектрик находится в состоянии покоя, но поле имеет противоположное направление и пропорционально $(\varepsilon-1)$, если (как в опыте Рентгена) диэлектрик вращается, а обкладки находятся в состоянии покоя. Если обкладки и диэлектрик вращаются вместе, то магнитное действие (которое является суммой этих действий) не должно зависеть от ε. Впоследствии этот вывод проверил на опыте Эйхенвальд[3].

До сих пор мы никак не учитывали возможное намагничивание весомого тела. Этот эффект внес бы в уравнения обычные поправки[4], так что в конечном счете они приняли бы форму

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 4\pi\rho, \tag{I}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \tag{II}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{S}, \tag{III}$$

$$-\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \tag{IV}$$

где $\mathbf{S}$ обозначает полный ток, состоящий из тока смещения, конвек-

[1]См. стр. 88.

[2]См. стр. 362.

[3]*Ann. d. Phys.* XI (1903), с. 421; XIII (1904), с. 919. Эйхенвальд провел другие опыты такого же характера, например, он наблюдал магнитное поле, созданное изменениями поляризации в диэлектрике, который находился в движении в неоднородном электрическом поле.

[4]Можно создать чисто электронную теорию намагничивания, считая, что магнитная молекула содержит электроны, которые вращаются по ее орбите. Отсюда следует, что вектором, который представляет среднее значение $\mathbf{h}$, является не вектор $\mathbf{H}$, а вектор $\mathbf{B}$.

ционного тока, тока проводимости и тока диэлектрической конвекции. Более того, поскольку

$$\mathbf{S} = \overline{\rho\mathbf{v}} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\mathbf{d}}{\partial t},$$

мы имеем

$$\operatorname{div}\mathbf{S} = \operatorname{div}\overline{\rho\mathbf{v}} + (1/4\pi)\operatorname{div}(\overline{\partial\mathbf{d}}/\partial t) = \operatorname{div}\overline{\rho\mathbf{v}} + \partial\rho/\partial t,$$

которая исчезает из-за принципа сохранения электричества. Таким образом,

$$\operatorname{div}\mathbf{S} = 0, \tag{V}$$

или полный ток является вихревым вектором. Уравнения с (I) по (V) являются фундаментальными уравнениями электронной теории Лоренца.

Теперь нам нужно рассмотреть отношение, которое определяет поляризацию $\mathbf{P}$ диэлектриков. Если диэлектрик движется со скоростью $\mathbf{w}$, пондеромоторная сила, действующая на единичный электрический заряд, который движется вместе с ним, равна (как и во всех теориях)[1]

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{w}\cdot\mathbf{B}]. \tag{1}$$

Чтобы связать $\mathbf{P}$ с $\mathbf{E}'$, нужно рассмотреть движение корпускул. Пусть e обозначает заряд, m — массу корпускулы, (ξ, η, ζ) — ее смещение из положения равновесия, $k^2(\xi, \eta, \zeta)$ — возвращающую силу, которая удерживает ее вблизи этой точки; тогда уравнениями движения корпускулы будут

$$m\frac{d^2\xi}{dt^2} + k^2\xi = eE'_x,$$

и подобные уравнения по η и ζ. Когда корпускула приводится в движение под действием света частоты n, проходящего через среду, то смещения и силы будут периодическими функциями nt, скажем,

$$\xi = Ae^{nt\sqrt{-1}}, \quad E'_x = E_0e^{nt\sqrt{-1}}.$$

Подставляя эти величины в уравнения движения, мы получаем

$$A(k^2 - mn^2) = eE_0, \quad \text{и следовательно,} \quad \xi(k^2 - mn^2) = eE'_x.$$

[1]См. стр. 389.

Таким образом, если N — количество молекул, способных к поляризации, на единицу объема, то поляризация определяется уравнением

$$\mathbf{P} = Ne(\xi, \eta, \zeta) = Ne^2\mathbf{E}'/(k^2 - mn^2).$$

В частном случае, когда диэлектрик находится в состоянии покоя, это уравнение дает

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \mathbf{E} + 4\pi Ne^2\mathbf{E}/(k^2 - mn^2).$$

Но, как мы видели[1], отношение $\mathbf{D}$ к $\mathbf{E}$ равно μ^2, где μ — показатель преломления диэлектрика; следовательно, показатель преломления можно определить через частоту с помощью уравнения

$$\mu^2 = 1 + 4\pi e^2 N/(k^2 - mn^2).$$

Эта формула эквивалентна формуле, которую Максвелл и Зельмайер[2] вывели из теории упругого твердого тела. Несмотря на поверхностные различия, выводы имеют общую основную черту: допущение о том, что молекулы диэлектрика содержат системы, которые обладают периодом собственных колебаний и реагируют на колебания падающего света. Эту формулу можно вывести с помощью электромагнитных принципов, без какой бы то ни было явной ссылки на электроны; достаточно лишь принять, что поляризация диэлектрика имеет период собственных колебаний[3].

---

[1]См. стр. 302.

[2]См. стр. 314.

[3]В том же самом году (1892) Гельмгольц опубликовал теорию дисперсии, которая по своим физическим допущениям и результатам напоминает вышеописанную теорию (*Berl. Ber.* [1892], с. 1093; *Ann. d. Phys.*, XLVIII [1893], стр. 389, 723). В этой теории, как и в теории Лоренца, предполагается, что падающий свет вызывает ответные колебания в электрических диполях, которые существуют в молекулах прозрачных тел. Однако уравнения Гельмгольца были получены не так, как уравнения Лоренца: Гельмгольц вывел свои уравнения из принципа наименьшего действия. Окончательный результат, как и в теории Лоренца, представлен (если пренебречь эффектом затухания) формулой Максвелла – Зельмайера. Теорию Гельмгольца расширил Рейф (*Ann. d. Phys.*, LV [1895], с. 82).

Планк в своей теории дисперсии (*Berl. Ber.* [1902], с. 470) принимает, что затухание колебаний вызвано потерей энергии при излучении, так что для его выражения новая постоянная не требуется.

Лоренц в своих лекциях по *Теории электронов* (Лейпциг, 1909 г., с. 141) предположил, что диссипативный член в уравнениях движения электронов диэлектрика можно приписать затуханию регулярных колебаний электронов в молекуле при столкновениях этой молекулы с другими молекулами.

При очень медленных световых колебаниях, когда n мала, μ^2 превращается в диэлектрическую постоянную ε,[1] поэтому теория Лоренца приводит к выражению

$$\varepsilon = 1 + 4\pi Ne^2/k^2$$

для диэлектрической проницаемости через количество и характеристики электронов[2].

Теперь вернемся к случаю, когда диэлектрик должен находиться в движении. В этом случае уравнение поляризации можно записать как

$$4\pi\mathbf{P} = (\mu^2 - 1)\mathbf{E}', \text{ где } \mathbf{E}' \text{ задается уравнением (1);} \qquad (2)$$

из этого уравнения можно вывести формулу Френеля для определения скорости света в движущемся диэлектрике. Примем, что ось z параллельна направлению движения диэлектрика, который движется в направлении распространения света. Рассматривая плоскополяризованную волну, примем, что ось x параллельна электрическому вектору, так что магнитный вектор должен быть параллелен оси y. Тогда вышеприведенное уравнение (III) превращается в уравнение

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c}\frac{\partial D_x}{\partial t} + 4\pi\frac{w}{c}\frac{\partial P_x}{\partial z};$$

уравнение (IV) (если допустить, что B равно H, что справедливо для оптики) превращается в уравнение

$$-\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{1}{c}\frac{\partial H_y}{\partial t}.$$

Уравнение, определяющее электрическую индукцию, дает

$$D_x = E_x + 4\pi P_x;$$

а уравнения (1) и (2) дают

$$4\pi P_x = (\mu^2 - 1)(E_x - \tfrac{w}{c}H_y).$$

Некоторые интересные ссылки на идеи Герца, которые касаются объяснения дисперсии на основе электромагнитной теории, можно найти в научном труде Друде (*Ann. d. Phys.* (6), I [1900], с. 437).

[1]См. стр. 303.

[2]См. стр. 228.

Исключая D_x, P_x и H_y, мы имеем

$$c^2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + \left(\mu^2 - 1\right)\left(\frac{\partial}{\partial t} + w\frac{\partial}{\partial z}\right)^2 E_x;$$

или, пренебрегая w^2/c^2,

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\mu^2}{c^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + \frac{2w(\mu^2 - 1)}{c^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial t \partial z}.$$[1]

Подставляя $E_x = e^{n(t-z/V)\sqrt{1}}$, так что V обозначает скорость света в движущемся диэлектрике по отношению к неподвижному эфиру, мы имеем

$$c^2 = \mu^2 V^2 - 2w(\mu^2 - 1)V$$

или (пренебрегая w^2/c^2)

$$V = \frac{c}{\mu} + \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2} w.$$

Последняя формула является формулой Френеля[2]. Таким образом, видно, что гипотезу Френеля о том, что весомое тело, которое находится в движении, переносит с собой избыток эфира, который оно содержит по сравнению с пространством, свободным от материи, Лоренц в своей теории преобразовал в предположение о том, что поляризованные молекулы диэлектрика, подобно множеству маленьких конденсаторов, увеличивают диэлектрическую постоянную, и именно это (так называемое) увеличение диэлектрической постоянной перемещается вместе с движущейся материей. Таким образом, устраняется один очевидный недостаток теории Френеля, связанный с тем, что его теория требовала, чтобы относительная скорость эфира и материи была различна для света различных цветов. Теория Лоренца требует только разных значений диэлектрической постоянной для света разных цветов, а теория дисперсии дает этому требованию удовлетворительное объяснение.

Правильность гипотезы Лоренца, в противоположность гипотезе Герца (в которой предполагалось, что движущееся тело переносит

---

[1]Это уравнение впервые было дано в качестве результата электронной теории Лоренца в последней главе его научного труда 1892 года, *Arch. Neerl.* XXV, с. 525. Также его давал Лармор, *Phil. Trans.* CLXXXV (1894), с. 821.

[2]См. стр. 138.

с собой весь содержащийся в нем эфир), впоследствии подтвердили различные опыты. В 1901 году Р. Блондло[1] провел воздушный поток через магнитное поле, перпендикулярно магнитным силовым линиям. Воздушный поток был направлен между пластинами конденсатора, которые соединял провод, так чтобы они имели равный потенциал. В воздухе, при его движении в магнитном поле, создавалась электродвижущая сила $\mathbf{E}'$. Согласно теории Герца эта сила должна создавать электрическую индукцию $\mathbf{D}$ величины $\varepsilon\mathbf{E}'$ (где ε обозначает диэлектрическую проницаемость воздуха, которая равна практически единице), так что, согласно теории Герца, пластины конденсатора должны зарядиться. Согласно теории Лоренца, с другой стороны, электрическая индукция $\mathbf{D}$ определяется уравнением

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + (\varepsilon - 1)\mathbf{E}',$$

где $\mathbf{E}$ обозначает электрическую силу, действующую на заряд, который находится в состоянии покоя; в данном случае эта сила равна нулю. Таким образом, согласно теории Лоренца, заряды на пластинах конденсатора будут иметь только $(\varepsilon - 1)/\varepsilon$ часть от значения, которое они должны иметь по теории Герца, то есть, практически, они будут равны нулю. Результат, полученный Блондло, свидетельствовал в пользу теории Лоренца.

Опыт подобного характера проделал в 1905 году Г. А. Вильсон[2]. В этом опыте пространство между внутренней и наружной обкладками цилиндрического конденсатора было заполнено диэлетриком — эбонитом. Когда между обкладками такого конденсатора поддерживают определенную разность потенциалов, на них индуцируются заряды. Если конденсатор вращать вокруг его оси в магнитном поле, силовые линии которого параллельны этой оси, то эти заряды будут изменяться из-за дополнительной поляризации, которая возникает в молекулах диэлектрика при их движении в магнитном поле. Как и ранее, значение дополнительного заряда, согласно теории Лоренца, в $(\varepsilon - 1)/\varepsilon$ раз больше его значения, вычисленного по теории Герца. Результат опытов Вильсона, как и результат опытов Блондло, оказался в пользу Лоренца.

Примирение электромагнитной теории с законом Френеля о распространении света в движущихся телах было явным шагом вперед. Однако существовала сложность, которая препятствовала теории

[1] *Comptes Rendus*, CXXXIII (1901), с. 778.
[2] *Phil. Trans.* CCIV (1905), с. 121.

неподвижного эфира: в своем начальном виде она не могла объяснить отрицательный результат опыта Майкельсона и Морли[1]. К этому частному наблюдению теорию удалось приспособить с помощью замечательной гипотезы, которую сейчас следует представить.

В выпуске *Природы* (*Nature*) от 16 июня 1892 года[2] Лодж упомянул, что Фитцджеральд сообщил ему новое предложение, с помощью которого можно преодолеть эту сложность. Это предложение заключалось в допущении о том, что при движении материальных тел относительно эфира их размеры немного изменяются. Пять месяцев спустя эту гипотезу Фитцджеральда принял Лоренц в сообщении Академии наук Амстердама[3], после чего круг людей, которые благосклонно относились к этой гипотезе, начал постепенно расширяться, пока, в конечном итоге, она не была принята всеми как основа всех теоретических исследований движения весомых тел в эфире.

Прежде всего посмотрим, как эта гипотеза объясняет результат, полученный Майкельсоном. Если допустить, что эфир неподвижен, то одна из двух порций, на которые разделяется исходный световой луч, должна пройти свой путь быстрее, чем другая на w^2l/c^3, где w обозначает скорость Земли, c — скорость света, а l — длину каждого пути. Эту разницу можно было бы полностью компенсировать, если бы путь, совпадающий с направлением движения Земли, был короче другого пути на $w^2l/2c^2$, что произошло бы, если бы линейные размеры движущихся тел всегда сокращались в направлении их движения в отношении $(1 - w^2/2c^2)$ к единице. Это и есть гипотеза Фитцджеральда о сокращении. Поскольку для Земли отношение w/c равно всего лишь

$$\frac{30 \text{ км/сек}}{300\,000 \text{ км/сек}},$$

дробь w^2/c^2 равна всего одной стомиллионной.

Несколько дальнейших вкладов в теорию электронов в неподвижном эфире было сделано в коротком трактате[4], который Лоренц опубликовал в 1895 году. Один из них был связан с объяснением

[1] См. стр. 460.

[2] *Nature*, XLVI (1892), с. 165.

[3] *Verslagen d. Kon. Ak. van Wetenschappen, I, 1892-3* (26 нояб. 1892 г.), с. 74.

[4] *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*, von H. A. Lorentz; Лейден, Э. Дж. Брилл. Трактат перепечатал Тобнер, из Лепцига, в 1906 году.

экспериментального результата, который несколько лет назад получил Т. де Кудр[1] из Лейпцига. Де Кудр наблюдал взаимную индукцию катушек при разных углах наклона их общей оси к направлению движения Земли, но не смог обнаружить никакого эффекта, который зависел бы от их ориентации. Лоренц же показал, что это можно объяснить, исходя из соображений, подобных тем, которые в похожем случае выдвинули Бадд и Фитцджеральд[2]: проводник, который движется вместе с Землей и в котором протекает постоянный электрический ток, прикладывал бы силу к электрическим зарядам, относительно покоящимся в непосредственной близости от него, если бы эта самая сила не индуцировала на поверхности проводника компенсирующий электростатический заряд, действие которого аннулирует ожидаемый эффект.

Другой результат, который впервые был опубликован в *Versuch*[3], состоял в том, что формула Френеля для распространения света в движущейся среде требует поправки в том случае, когда эта среда является диспергирующей, а именно: формула для скорости должна выглядеть следующим образом

$$\frac{c}{\mu} + \left(1 - \frac{1}{\mu^2} - \frac{\lambda}{\mu}\frac{d\mu}{d\lambda}\right)w.$$

Последующие опыты, которые провел Зееман[4], подтвердили исправленную формулу с максимально возможной точностью.

Самый удовлетворительный метод исследования влияния движения Земли на электрические явления состоит в приведении фундаментальных уравнений эфира и электронов к системе координат, связанной с движущейся Землей. Взяв ось x параллельно направлению движения Земли и обозначив скорость Земли за w, запишем

$$x = x_1 + wt, \quad y = y_1, \quad z = z_1,$$

так что (x_1, y_1, z_1) обозначают координаты в системе координат, связанной с движущейся Землей. Лоренц закончил преобразование координат, введя вместо переменной t «местное время» t_1, определенное уравнением

$$t = t_1 + wx_1/c^2.$$

[1]*Ann. d. Phys.* XXXVIII (1889), с. 73.
[2]См. стр. 282.
[3]*Versuch*, с. 101; Лоренц *Theory of Electrons* (1909), стр. 191, 316.
[4]*Proc. Amst. Ac.* XVII (1914), с. 445; XVII (1915), с. 398.

Кроме того, необходимо ввести, вместо $\mathbf{d}$ и $\mathbf{h}$, электрическую и магнитную силу в системе координат, которая движется вместе с Землей[1]:

$$\mathbf{d}_1 = \mathbf{d} + \frac{1}{c}[\mathbf{w}\cdot\mathbf{h}], \quad \mathbf{h}_1 = \mathbf{h} + (1/c)[\mathbf{d}\cdot\mathbf{w}];$$

вместо скорости $\mathbf{v}$ электрона, в начальной неподвижной системе координат, следует ввести скорость $\mathbf{v}_1$ в подвижной системе координат. Эта скорость определяется уравнением

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v} - \mathbf{w}.$$

Фундаментальными уравнениями эфира и электронов в начальной системе координат являются

$$\operatorname{div}\mathbf{d} = 4\pi\rho, \quad \operatorname{rot}\mathbf{d} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{h}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\mathbf{h} = 0,$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{h} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{d}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\rho\mathbf{v}, \quad \mathbf{F} = \mathbf{d} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\cdot\mathbf{h}],$$

где $\mathbf{F}$ обозначает пондеромоторную силу, которая действует на частицу, переносящую единичный заряд.

С помощью прямого преобразования начальных переменных в новые, находим, что, если пренебречь величинами порядка w^2/c^2 и wv/c^2, то эти уравнения превращаются в уравнения вида

$$\operatorname{div}_1\mathbf{d}_1 = 4\pi\rho, \quad \operatorname{rot}_1\mathbf{d}_1 = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{h}_1}{\partial t_1}, \quad \operatorname{div}_1\mathbf{h}_1 = 0,$$

$$\operatorname{rot}_1\mathbf{h}_1 = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{d}_1}{\partial t_1} + \frac{4\pi}{c}\rho\mathbf{v}_1, \quad \mathbf{F} = \mathbf{d}_1 + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_1\cdot\mathbf{h}_1],$$

где $\operatorname{div}_1\mathbf{d}_1$ обозначает

$$\frac{\partial d_{x1}}{\partial x_1} + \frac{\partial d_{y1}}{\partial y_1} + \frac{\partial d_{z1}}{\partial z_1}.$$

Поскольку вид этих уравнений, по сравнению с начальными, не изменился, значит, если пренебречь членами, которые зависят от квадрата угла аберрации, все электрические явления можно выразить в системе координат, которая связана с движущейся Землей,

[1]Как обычно, мы принимаем электростатические единицы для $\mathbf{d}$ и электромагнитные единицы для $\mathbf{h}$; см. стр. 244.

через те же уравнения, которые получаются для системы координат, неподвижной относительно эфира.

В последней главе *Versuch* Лоренц исследовал те экспериментальные результаты, которые еще не объяснила теория неподвижного эфира. Отсутствие влияния движения Земли на вращение плоскости поляризации в кварце[1] можно было бы объяснить, допуская, что два независимых действия, вызванных движением Земли, нейтрализуют друг друга; однако Лоренц оставил этот вопрос без ответа. Пять лет спустя Лармор[2] раскритиковал это исследование и заключил, что влияния первого порядка быть не должно; но впоследствии Лоренц[3] отстоял свою позицию, защитив ее от критики Лармора.

Несмотря на то, что физические концепции Лоренца с самого начала включали понятие атомных электрических зарядов, аналитические уравнения до этого времени содержали ρ, объемную плотность электрического заряда; то есть они соответствовали гипотезе о непрерывном распространении электричества в пространстве. Можно сгоряча предположить, что для создания аналитической теории электронов нужно лишь изменить формулы, записав e (заряд электрона) вместо $\rho\, dx\, dy\, dz$. Ошибочность этого предположения была показана[4] через несколько лет после публикации *Versuch*.

Рассмотрим, например, формулу для скалярного потенциала в любой точке эфира.

$$\varphi = \iiint (\overline{\rho}'/r)\, dx'\, dy'\, dz',$$

где черта над символом указывает на то, что обозначенная этим символом величина должна иметь запаздывающее значение[5].

Этот интеграл, в котором интегрирование производится по всем элементам пространства, следует преобразовать, прежде чем будет взят интеграл, чтобы распространить интегрирование на движущиеся элементы заряда. Пусть de' обозначает сумму электрических зарядов, которые учитываются в виде объемного элемента $dx'\, dy'\, dz'$

[1]См. стр. 460.

[2]Лармор *Aether and Matter*, 1900 г.

[3]*Proc. Amsterdam Acad.* (англ. изд.) IV (1902), с. 669.

[4]А. Льенар *L'Eclairage elect.* XVI (1898), стр. 5, 53, 106; Э. Вихерт *Arch. Neerl.* (2), V (1900), с. 549. О решении многих особых задач, которые касаются потенциалов Льенара, см. Г. А. Шотт *Electromagnetic Radiation* (Cambridge University Press, 1912).

[5]См. стр. 319.

в вышеприведенном интеграле. Эта величина de' не идентична величине $\overline{\rho}'\,dx'\,dy'\,dz'$. Возьмем простейший случай: допустим, что необходимо вычислить значение потенциальной функции для начала координат в момент времени t и что заряд удаляется от начала координат по оси x со скоростью u. Заряд, который следует приписать любому положению x, — это заряд, который занимает это положение в момент времени $t - x/c$; так что при проведении расчета по промежуткам пространства, в секторе $(x_2 - x_1)$ необходимо подсчитывать не то количество электричества, которое занимает данный сектор в любой момент времени, а то количество электричества, которое в момент времени $(t - x_2/c)$ занимает сектор $(x_2 - x_1')$, где x_1' обозначает точку, из которой электричество течет в x_1 за промежуток времени между моментами $(t - x_2/c)$ и $t - x_1/c$. Очевидно, что мы имеем

$$x_1 - x_1' = u(x_2 - x_1)/c, \quad \text{или} \quad x_2 - x_1' = (x_2 - x_1)(1 + u/c).$$

Для этого случая мы должны иметь

$$de' = \frac{x_2 - x_1'}{x_2 - x_1}\overline{\rho}'\,dx'\,dy'\,dz' = \left(1 + \frac{u}{c}\right)\overline{\rho}'\,dx'\,dy'\,dz'.$$

В общем случае нужно всего лишь заменить u на составляющую скорости электрического заряда в направлении радиус-вектора, проведенного из точки, в которой нужно вычислить потенциал. Эту составляющую можно записать как $v\cos(v \cdot r)$, где r измеряют в положительном направлении оси от рассматриваемой точки до заряда; а v — это скорость заряда. Таким образом,

$$cde' = \{c + v\cos(\widehat{v \cdot r})\}\overline{\rho}'\,dx'\,dy'\,dz',$$

и следовательно[1],

$$\varphi(x,\, y,\, z,\, t) = \sum \frac{ec}{c\overline{r} + \overline{rv}\cos(\overline{v}, \overline{r})},$$

где суммирование распространяется на все заряды, находящиеся в поле, а черты над символами говорят о том, что рассматривается то положение заряда, которое он занимает в момент времени $t - \overline{r}/c$.

[1]Мы по-прежнему используем электростатические единицы для $\mathbf{d}$ и электромагнитные единицы для $\mathbf{h}$.

Точно также можно показать, что векторный потенциал имеет значение, данное уравнением

$$a_x(x,\,y,\,z,\,t)=\sum\frac{e\overline{v_x}}{c\overline{r}+\overline{rv}\cos(\overline{v},\overline{r})}$$

и двумя подобными уравнениями.

Таким образом, любое электромагнитное поле можно выразить через четыре функции φ, a_x, a_y, a_z (скалярный потенциал и три составляющие векторного потенциала), эти функции, в свою очередь, выражаются в вышеприведенных формулах через положения и скорости электронов, создающих поле. Однако в 1904 году Э. Е. Уиттекер[1] показал, что действительно необходимы только *две* функции (а не четыре), а именно, функции F и G, определенные уравнениями

$$F(x,\,y,\,z,\,t)=\frac{1}{2}\sum e\log\frac{\overline{r}+\overline{z}'-z}{\overline{r}-(\overline{z}'-z)},$$

$$G(x,\,y,\,z,\,t)=-\frac{1}{2}i\sum e\log\frac{\overline{x}'-x+i(\overline{y}'-y)}{\overline{x}'-x-i(\overline{y}'-y)},$$

где суммирование распространяется на все электроны в поле, где $x'(t)$, $y'(t)$, $z'(t)$ обозначают положение электрона в момент времени t, а $\overline{x}'(t)$ обозначает значение x' в такой момент времени, что световой сигнал, отправленный из электрона в этот момент времени, достигает точки (x,y,z) в момент времени t, так что $\overline{x}'=x'(t-\overline{r}/c)$. Таким образом, $\overline{x}'$, $\overline{y}'$, $\overline{z}'$ — это известные функции $(x,\,y,\,z,\,t)$, когда известны движения электронов, а

$$\overline{r}^2=(\overline{x}'-x)^2+(\overline{y}'-y)^2+(\overline{z}'-z)^2.$$

Тогда электрический вектор $(d_x,\,d_y,\,d_z)$ и магнитный вектор $(h_x,\,h_y,\,h_z)$ определяются формулами

$$d_x=\frac{\partial^2F}{\partial x\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial^2G}{\partial y\partial t},\qquad h_x=\frac{1}{c}\frac{\partial^2F}{\partial y\partial t}-\frac{\partial^2G}{\partial x\partial z},$$

$$d_y=\frac{\partial^2F}{\partial y\partial z}-\frac{1}{c}\frac{\partial^2G}{\partial x\partial t},\qquad h_y=-\frac{1}{c}\frac{\partial^2F}{\partial x\partial t}-\frac{\partial^2G}{\partial y\partial z},$$

$$d_z=\frac{\partial^2F}{\partial^2z}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2F}{\partial t^2},\qquad h_z=\frac{\partial^2G}{\partial x^2}+\frac{\partial^2G}{\partial y^2}.$$

[1] *Proc. Lond. Math. Soc.* $^{(2)}$, I (1904), c. 367.

Следует заметить, что функции F и G определяются исключительно через положения электронов и в явном виде не содержат их скорости.

Поскольку в вышеприведенных формулах для $\mathbf{d}$ и $\mathbf{h}$ перестановка электрических и магнитных величин соответствует превращению G в F и наоборот, ясно, что эти функции проявляют двойственность, характерную для электромагнитной теории. Так, электростатическое поле можно описать, используя лишь функцию F, а магнитостатическое — используя только функцию G. И опять, если поле состоит из линейной световой волны, тогда функции F и G соответствуют двум линейнополяризованным компонентам, на которые можно разложить эту волну. Поскольку существует бесконечно много способов разложения линейной волны света на две линейнополяризованные компоненты, естественно ожидать, что для любого электромагнитного поля должно быть бесконечно много пар функций F и G, которые могут описать это поле, причем их отличие друг от друга будет зависеть от выбора координатных осей, как это и происходит в данном случае. Таким образом, существует физическая причина того, почему любую частную пару функций F и G следует связывать с одной координатой и невозможно описать формулами, симметрично связанными с тремя координатами (x, y, z).

Из вышесказанного явствует, что в последние годы девятнадцатого столетия исследование электричества было, главным образом, связано с движущимися системами. Тем не менее, теория электронов нашла применение в других областях, и в особенности при объяснении нового экспериментального открытия.

Последним записанным наблюдением Фарадея[1] была попытка обнаружить изменения в периоде, или в состоянии поляризации, света, который испускает пламя натрия при его помещении в сильное магнитное поле. Результат получен не был, однако многие из последователей Фарадея были убеждены, что эффект такого рода еще предстоит обнаружить. Тэт[2] исследовал влияние магнитного поля на избирательное поглощение света; к этому, по его словам, его подтолкнули теоретические соображения. Из явления магнитного вращения можно сделать вывод[3] о том, что лучи, которые поляризованы по кругу в противоположных направлениях, распространяются в на-

[1] Бенс Джонс *Life of Faraday*, II, с. 449.

[2] *Proc. R. S. Edin.* IX (1875), с. 118.

[3] См. стр. 194.

магниченной среде с разной скоростью; следовательно, если в среде поглощаются только лучи с определенной длиной волны, то период луча, поглощенного из луча белого света, поляризованного по кругу, будет различен при правосторонней и левосторонней поляризации. «Таким образом, — писал Тэт, — то, что изначально было одной темной линией поглощения, может стать сдвоенной линией».

Эффект, который в разных формах предвосхищали Фарадей и Тэт, в конце 1896 года открыл молодой голландский физик П. Зееман (1865–1943)[1], который в то время работал в лаборатории профессора Камерлинга-Оннеса в Лейдене. Повторяя опыт Фарадея, он поместил пламя натрия между полюсами электромагнита и наблюдал расширение D линий спектра при приложении тока намагничивания.

Теоретическое объяснение данного явления Зеемана немедленно предоставил Лоренц[2]. Он предположил, что излучение испускают электроны, которые вращаются по орбитам атомов натрия. Если за e обозначить заряд (в электростатических единицах) электрона массы m, то пондеромоторная сила, которая действует на него из-за внешнего магнитного поля, равна $(e/c)\left[\frac{d\mathbf{r}}{dt}\cdot\mathbf{K}\right]$, где $\mathbf{K}$ — это магнитная сила, выраженная в электромагнитных единицах, а $\mathbf{r}$ — смещение электрона из положения равновесия; следовательно, если сила, удерживающая электрон на его орбите, равна $\kappa^2\mathbf{r}$, то уравнением движения электрона является

$$m\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} + \kappa^2\mathbf{r} = \frac{e}{c}[\mathbf{r}\cdot\mathbf{K}].$$

Движение электрона можно (как показано в трактатах по динамике) представить с помощью наложения определенных частных решений, называемых *главными колебаниями*, отличительным свойством которых является их периодичность во времени. Чтобы опреде-

[1] *Verslagen der Akad. v. Wet. te Amsterdam*, V (31 окт. 1896 г.), с. 181, (28 нояб. 1896 г.), с. 242; VI (29 мая 1897 г.), с. 13, (26 июня 1897 г.), с. 99, (30 окт. 1897 г.), с. 260; *Phil. Mag.* (5), XLIII (1897), с. 226.

[2] *Phil. Mag.* XLIII (1897), с. 232; *Ann. d. Phys.* LXIII (1897), с. 278. Следует упомянуть, что до экспериментального открытия этого эффекта Лармор исследовал данный вопрос теоретически: электрон еще не был открыт, поэтому Лармор не предполагал, что какая-то частица, меньше атома, может излучать свет; и поскольку этот эффект зависит от отношения заряда к его массе, Лармор нашел для него значение примерно в 2000 раз меньшее, и заключил, что этот эффект слишком незначителен, чтобы его можно было увидеть.

лить главные колебания, запишем $\mathbf{r}_0 e^{nt\sqrt{-1}}$ для $\mathbf{r}$, где $\mathbf{r}_0$ обозначает независимый от времени вектор, а n — частоту главного колебания. Подставляя это в уравнение, получаем

$$(\kappa^2 - mn^2)\mathbf{r}_0 = \frac{en}{c}\sqrt{-1}[\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{K}].$$

Этому уравнению может удовлетворить либо (1), если $\mathbf{r}_0$ параллелен $\mathbf{K}$, в случае чего оно сводится к

$$(\kappa^2 - mn^2) = 0,$$

так что n имеет значение $\kappa m^{-1/2}$, либо (2), если $\mathbf{r}_0$ перпендикулярен $\mathbf{K}$, в случае чего, возведя обе части уравнения в квадрат, мы получаем

$$(\kappa^2 - mn^2)^2 = \frac{e^2}{c^2}n^2K^2,$$

что дает для n приблизительные значения $\kappa m^{-1/2} \pm eK/2mc$.

В отсутствие внешнего магнитного поля, когда $\mathbf{K}$ равна нулю, все три полученные значения n сводятся к $\kappa m^{-1/2}$, которое представляет частоту колебания испускаемого света до приложения магнитного поля. При приложении магнитного поля эта частота замещается тремя частотами $\kappa m^{-1/2}$, $\kappa m^{-1/2} + eK/2mc$, $\kappa m^{-1/2} - eK/2mc$; то есть одна линия спектра заменяется тремя близко расположенными линиями. Мощность аппарата, который Зееман использовал в своих первых опытах, была недостаточна, чтобы выявить это утраивание, поэтому сначала данный эффект был описан как расширение спектральных линий.

Мы уже видели, что главное колебание электрона, которое соответствует частоте $\kappa m^{-1/2}$, происходит в направлении, параллельном магнитной силе $\mathbf{K}$. Следовательно, оно создаст излучение, похожее на излучение вибратора Герца, и электрический вектор излучения будет параллелен силовым линиям внешнего магнитного поля. Отсюда следует, что, когда свет, полученный в спектроскопе, — это свет, который был выпущен в направлении, перпендикулярном магнитному полю, эта компонента (представленная средней линией триплета в спектре) окажется поляризованной в плоскости, перпендикулярной полю; но, когда свет, полученный в спектроскопе, — это свет, который был выпущен в направлении магнитной силы, эта компонента будет отсутствовать.

Мы также видели, что главные колебания электрона, которые соответствуют частотам $\kappa m^{-1/2} \pm eK/2mc$, происходят в плоскости, перпендикулярной магнитному полю $\mathbf{K}$. Чтобы определить природу этих двух главных колебаний, мы наблюдаем, что электрон может описать круговую орбиту в этой плоскости, если должным образом выбрать радиус орбиты; так как при круговом движении силы $\kappa^2\mathbf{r}$ и $\frac{e}{c}\left[\frac{d\mathbf{r}}{dt}\cdot\mathbf{K}\right]$ были бы направлены к центру круга, а следовательно, нужно было бы только подобрать величину радиуса так, чтобы эти силы обеспечили центростремительную силу требуемой величины. Такое движение, поскольку оно является периодическим, было бы главным колебанием. Более того, поскольку сила $\frac{e}{c}\left[\frac{d\mathbf{r}}{dt}\cdot\mathbf{K}\right]$ изменяет знак при изменении направления движения в круге, очевидно, что существуют две такие круговые орбиты, соответствующие двум направлениям, в которых может вращаться электрон; такими орбитами могут быть разве что два главных колебания частот $\kappa m^{-1/2} \pm$ $\pm eK/2mc$. Когда в спектроскоп попадает свет, выпущенный в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, круги видны с ребра, а свет поляризуется в плоскости, параллельной полю; но когда мы исследуем свет, выпущенный в направлении, параллельном внешней магнитной силе, то мы видим, что излучения частот $\kappa m^{-1/2} \pm eK/2mc$ поляризованы по кругу в противоположных направлениях. Все эти теоретические выводы были проверены экспериментально.

Корню[1] и К. Г. В. Кениг[2] обнаружили, что направление кругового колебания более преломляемой компоненты (т. е. компоненты, период которой короче периода исходного излучения) совпадает с направлением течения тока в электромагните. Из этого можно заключить, что колебание должно быть вызвано электроном, заряженным смоляным электричеством; поскольку, допустим, что намагничивающий ток и электрон вращаются вокруг оси z в направлении, в котором должен повернуться правый винт, чтобы продвинуться в положительном направлении по оси z; тогда магнитная сила имеет положительное направление по оси z, и, чтобы эта сила, действующая на электрон, была направлена внутрь к оси z (чтобы сократить период), заряд электрона должен быть отрицательным.

Величину e/m для этого отрицательно заряженного электрона можно определить, измеряя расстояние между компонентами трипле-

[1]*Comptes Rendus*, CXXV (1897), с. 555.
[2]*Ann. d. Phys.* LXII (1897), с. 240.

та в магнитном поле, сила которого известна, поскольку, как мы уже видели, разность частот внешних компонент равна eK/mc. Значения e/m, определенные таким образом, вполне согласуются с приблизительными оценками[1] e/m для корпускул катодных лучей.

В конце 1897 года согласование теории и наблюдений эффекта Зеемана казалось совершенным, количество проверенных предсказаний, как качественных, так и количественных, было огромно. Тем не менее, всего через четырнадцать месяцев после первой публикации Зеемана, было сделано новое экспериментальное открытие, которое, в конце концов, привело к отказу от объяснения Лоренца.

Автором этого открытия был Томас Престон, который 22 декабря 1897 года зачитал Дублинскому королевскому обществу[2] работу, в которой он объявлял о том, что спектральные линии цинка с длиной волны $\lambda = 4722$ ангстрем и кадмия с длиной волны $\lambda = 4800$ ангстрем становятся *квартетами* в сильном магнитном поле[3]. В следующем году А. Корню[4] получил квартет (при расщеплении средней компоненты триплета) как картину Зеемана для линии D_1 натрия, и секстет (при расщеплении всех трех компонент триплета) для линии D_2. Подобные результаты вскоре были получены многими другими авторами: в 1900 году К. Рунге и Ф. Пашен[5] обнаружили, что зеленая линия ртути с длиной волны $\lambda = 5461$ ангстрем расщепляется на 11 компонент, а голубая линия ртути с длиной волны $\lambda = 4359$ ангстрем расщепляется на 8 компонент. Каждая компонента триплета Зеемана фактически состоит из групп, образованных несколькими субкомпонентами. Спектральные линии одного и того же вещества могут быть, и обычно бывают, подвержены различному влиянию; но[6] линии, которые принадлежат одной и той же серии, расщепляются однотипно; одинаково расщепляются и соответствующие линии в спектрах различных элементов одного семейства (например, щелочи и оксиды щелочноземельных металлов). Позднее выяснится, что правильное объяснение этих явлений способна дать только квантовая теория[7].

---

[1] См. стр. 428.

[2] *Trans. Roy. Dub. Soc.* VI (1898), с. 385.

[3] Позднее он обнаружил, что квартеты можно разложить на секстеты, когда боковые линии расщепляются на дублеты.

[4] *Comptes Rendus*, CXXVI (1898), с. 181.

[5] *Phys. Zs.* I (4 авг. 1900 г.), с. 480.

[6] Т. Престон *Proc. R. S.* LXIII (1898), с. 26.

[7] Лоренц попытался объяснить их на основе классической электронной теории в *Phys. Zs.* I (1899), с. 39.

Явление, которое открыл Зееман, тесно связано с магнитным вращением плоскости поляризации света, которое открыл Фарадей[1]. На эту связь впервые указал Фитцджеральд во время дискуссии на собрании Лондонского королевского общества 20 января 1898 года, где Т. Престон зачитал работу по эффекту Зеемана. В эффекте Фарадея луч поляризованного света передается через среду, которая подвергнута действию магнитного поля, параллельно силовым линиям этого поля, и при этом оказывается, что плоскость поляризации вращается. Луч линейнополяризованного света можно рассматривать как наложение двух лучей, которые поляризуются по кругу в противоположных направлениях, тогда вращение плоскости поляризации можно выразить следующим утверждением: два луча, поляризованные по кругу, распространяются в среде с разной скоростью. Эффект Зеемана показывает, что, если мы рассматриваем излучение, которое в отсутствие магнитного поля, представлено одной спектральной линией, и если создается магнитное поле, и излучение наблюдается в направлении, параллельном этому полю, то вместо одной спектральной линии появляются две линии, которые представляют излучения, поляризованные по кругу в противоположных направлениях, частота одной из них соответственно немного больше, а частота другой немного меньше частоты исходной линии. Отношение, которое открыли Бальфур Стюарт и Кирхгоф[2], приводит нас к заключению о том, что истина об испускании есть истина о поглощении и, следовательно, если, например, пламя натрия поместить в сильное магнитное поле, то излучения, поглощенные им, будут иметь другую частоту, чем они имели бы в отсутствие этого поля, но они по-прежнему будут поляризованы в противоположных направлениях, и их частоты будут соответственно ниже и выше частоты исходного луча. Это явление можно назвать *обратным эффектом Зеемана*; но, согласно всем теориям дисперсии, скорость распространения луча света в прозрачной среде частично управляется положением линии поглощения среды[3]. Следовательно, мы делаем вывод о том, что скорость распространения лучей света, которые поляризованы по кругу и распространяются в прозрачной среде параллельно магнитным силовым линиям, будет немного отличаться для лучей, имеющих противоположные направления круговой поляризации, поскольку ими будут управлять разные

---

[1]См. стр. 231.
[2]См. стр. 438.
[3]См. стр. 315.

линии поглощения, в чем, как мы только что видели, и состоит эффект Фарадея.

Позднее в этом же году Д. А. Гольдгаммер[1] (1860–1922) из Казани и Вольдемар Фойгт[2] (1850–1919) из Геттингена развили мысль Фитцджеральда, рассматривая, что происходит, когда, например, пламя натрия, помещенное в магнитное поле, пересекает луч линейнополяризованного света, частота которого примерно равна частоте излучения D, причем этот луч распространяется перпендикулярно магнитным силовым линиям. Они показали, что в этом случае распространение будет зависеть от ориентации плоскости поляризации, причем луч будет преломляться дважды, так как направление силовых линий играет роль оптической оси одноосного кристалла. Это предсказание экспериментально подтвердили Фойгт и Вихерт[3]. Фойгт предоставил математическую трактовку, которая охватывала объединенные теории эффекта Фарадея и обратного эффекта Зеемана и не зависела от теории электронов. Он заметил, что магнитное вращение должно быть очень сильным, когда период света почти равен периоду линии поглощения. Сильное вращение действительно наблюдалось, когда линейно-поляризованный свет, частота которого ненамного отличалась от частот линий D, проходил через пар натрия в направлении, параллельном магнитным силовым линиям[4].

Еще один способ связать эффекты Фарадея и Зеемана путем общего рассуждения дал в 1899 году Лармор[5]. Этот способ зависел от теоремы, которую он доказал в 1897 году[6] для эффекта, связанного с тем, что, когда в материальной молекуле существует группа ионов или электронов, которые совершают независимые колебания, причем для всех них отношение e/m электрического заряда к инер-

---

[1]Работа зачитана в Киеве 10 сент. 1898 года, напечатана в *Ann. d. Phys.* LXVII (1899), с. 696.

[2]*Gött. Nach.* (26 нояб. 1898 г.), с. 355; *Ann. d. Phys.* LXVII (1899), с. 345; *Phys. Zs.* I (1899), с. 138.

[3]Гольдгаммер пришел к заключению о существовании такого явления еще в 1887 году, но в то время не было получено экспериментального подтверждения. Ср. также А. Коттон *Comptes Rendus*, CXXVIII (1899), с. 294; А. Беккерель *Comptes Rendus*, CXXVIII (1899), с. 145; Ж. Геест *Arch. Neerl.* (2), X (1905), с. 291.

[4]Впервые это явление наблюдали Д. Макалузо и О. М. Корбино *Comptes Rendus*, CXXVII (1898), с. 548; *Nuovo Cimento* (4), VIII (1898), с. 257; IX (1899), с. 381; *Rend. Lincei* (5), VII (2) (1898), с. 293. См. П. Зееман *Proc. Amsterdam Acad.* V (1902), с. 41; Дж. Дж. Халло *Arch. Neerl.* (2), X (1905), с. 148.

[5]*Proc. Camb. Phil. Soc.* X (6 марта 1899 г.), с. 181.

[6]*Phil. Mag.* (5), XLIV (дек. 1897 г.), с. 503.

ции одинаково, то магнитное поле H влияет на движения группы так же, как вращение с угловой скоростью ω равной $eH/2mc$ (в электростатических единицах для e и в электромагнитных — для H), совершаемое группой вокруг оси поля, по гипотезе о том, что внешние силы, действующие на ионы, симметричны относительно их оси. (Это явление известно как прецессия Лармора). Поскольку Ω — угловая скорость вектора смещения в цуге поляризованных по кругу волн, которые распространяются в среде вдоль оси, состояние синхронного колебания, которое он вызывает в молекулах, будет иметь такую же формальную связь с этим цугом при отсутствии магнитного поля, какую оно имело бы с цугом, имеющим немного другую угловую скорость $\Omega \pm \omega$ в присутствии магнитного поля; знак зависит от того, является цуг правым или левым. Однако изменение этой угловой скорости Ω означает изменение периода света, поэтому распространение цуга волн, поляризованных по кругу, в присутствии поля идентично распространению того же самого цуга волн, когда период изменяется под действием вращения этого цуга волн с угловой скоростью $\pm\omega$ в отсутствие магнитного поля. Это и есть эффект Фарадея[1].

Тем не менее, существует еще один способ обозначить связь между эффектами Фарадея и Зеемана. Он звучит следующим образом: молекулы материальных тел содержат электрические системы, которые имеют периоды собственных колебаний, простейшим примером такой системы является электрон, который притягивается к неподвижному центру. Эффект Зеемана представляет влияние внешнего магнитного поля на *свободные* колебания этих электрических систем, а эффект Фарадея представляет влияние внешнего магнитного поля на *вынужденные* колебания, которые системы совершают под воздействием падающего света.

Оптические свойства металлов можно объяснить, согласно теории электронов, немного расширяя анализ, который применим к распространению света в прозрачных веществах. Фактически необходимо всего лишь допустить, что некоторые электроны в металлах находятся в свободном состоянии, а не связаны с молекулами. Это допущение можно реализовать в уравнениях, принимая, что электрическая сила $\mathbf{E}$ создает поляризацию $\mathbf{P}$, где

$$\mathbf{E} = \alpha \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \gamma \mathbf{P};$$

[1]См. также А. Беккерель *Comptes Rendus*, CXXV (1897), с. 679.

слагаемое по α представляет действие инерции электронов; слагаемое по β представляет омический дрейф; а слагаемое по γ — действие возвращающих сил там, где они существуют. Это уравнение нужно объединить с обычными электромагнитными уравнениями

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t}, \quad -\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}.$$

Исследуя распространение света в металлах, мы, для удобства, можем допустить, что луч является линейно-поляризованным и распространяется параллельно оси z, а электрический вектор параллелен оси x. Таким образом, уравнения движения сводятся к

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + \dfrac{4\pi}{c^2}\dfrac{\partial^2 P_x}{\partial t^2}, \\ E_x = \alpha\dfrac{\partial^2 P_x}{\partial t^2} + \beta\dfrac{\partial P_x}{\partial t} + \gamma P_x. \end{cases}$$

Вместо E_x и P_x можно подставить экспоненциальные функции от

$$n\sqrt{-1}(t - z\mu/c),$$

где n обозначает частоту света, а μ — квазипоказатель преломления металла. Тогда получается уравнение

$$(\mu^2 - 1)(-\alpha n^2 + \beta n\sqrt{-1} + \gamma) = 4\pi.$$

Заменив μ на $\nu(1 - \kappa\sqrt{-1})$, так что ν обратно пропорциональна скорости света в среде, а κ обозначает коэффициент поглощения, и приравнивая по отдельности вещественную и мнимую части уравнения, получаем

$$\begin{cases} \nu^2(1 - \kappa^2) = 1 + \dfrac{4\pi(\gamma - \alpha n^2)}{\beta^2 n^2 + (\gamma - \alpha n^2)}; \\ \nu^2\kappa = \dfrac{2\pi\beta n}{\beta^2 n^2 + (\gamma - \alpha n^2)}. \end{cases}$$

При очень большой длине волны света инерция, представленная постоянной α, оказывает весьма небольшое влияние, и уравнения сводятся к уравнениям исходной теории Максвелла[1] о распространении света в металлах. Формулы для данного случая получили экспериментальное подтверждение во время опытов, которые проводили Э. Хаген и Г. Рубенс[2] с инфракрасным светом. Таким образом была

---

[1]См. стр. 310.

[2]*Berlin Sitzungsber.* (1903), стр. 269; 410; *Ann. d. Phys.* XI (1903), с. 873; *Phil. Mag.* VII (1904), с. 157.

установлена связь между омической проводимостью металла и его оптическими свойствами по отношению к свету с большой длиной волны.

Однако, когда световые колебания происходят более быстро, влияние инерции становится доминирующим, и, если постоянные металла таковы, что, для определенного диапазона значений n, $\nu^2\kappa$ мала, а $\nu^2(1-\kappa^2)$ отрицательна, то очевидно, что для этого диапазона значений n ν будет маленькой, а κ — большой, то есть свойства металла будут приближаться к свойствам идеального серебра[1]. В конечном счете, для неопределенно больших значений n $\nu^2\kappa$ мала, а $\nu^2(1-\kappa^2)$ почти равна единице, так что ν стремится к единице, а κ — к нулю: приближение к этим условиям реализуется в рентгеновых лучах[2].

В последние годы девятнадцатого века были предприняты попытки сформировать более определенные концепции относительно поведения электронов в металлах. Вспомним, что первую теорию электронов предложил Вебер[3], чтобы объяснить явления, которые создают электрические токи в металлических проводах. Однако Вебер недалеко продвинулся в направлении электрической теории металлов, так как, занимаясь, главным образом, магнитоэлектрической индукцией и электромагнитной пондеромоторной силой, он практически не исследовал сам металл, за исключением допущения о том, что электроны с зарядами противоположных знаков движутся с равными и противоположно направленными скоростями относительно его вещества. Более полная схема, составленная его последователями полвека спустя, была направлена на создание единой теории, включающей все известные электрические свойства металлов, например, проводимость токов по закону Ома, термоэлектрические эффекты Зеебека, Пельтье и У. Томсона, гальваномагнитный эффект Холла и другие явления, о которых будет рассказано далее.

Более поздние исследователи, в своей классификации, вышли за пределы группы чисто электрических свойств и с помощью теории электронов пытались объяснить теплопроводность. Принципиальной причиной, объясняющей такое применение данной теории, стал экс-

[1] См. стр. 198.

[2] Модели, иллюстрирующие избирательное отражение и поглощение света металлическими телами и газами, исследовал Г. Лэмб: *Mem. and Proc. Manchester Lit. and Phil. Soc.* XLII (1898), с. 1; *Proc. Lond. Math. Soc.* XXXII (1900), с. 11; *Trans. Camb. Phil. Soc.* XVIII (1900), с. 348.

[3] См. стр. 243.

периментальный результат, который получили в 1853 году Г. Видеман и Р. Франц[1]. Они обнаружили, что при любой температуре отношение теплопроводности тела к его омической проводимости примерно одинаково для всех металлов и что значение этого отношения пропорционально абсолютной температуре. На самом деле, теплопроводность чистого металла почти не зависит от его температуры, а электропроводность изменяется обратно пропорционально абсолютной температуре, так что чистый металл, по мере его приближения к абсолютному нулю температуры, стремится стать идеальным проводником. Высокую вероятность тесной связи этих двух видов проводимости доказали опыты Тэта, в которых было обнаружено, что кусочки одного и того же металла выказывают изменения омической проводимости параллельно изменениям теплопроводности.

Попытка объяснить электрические и термические свойства металлов с помощью теории электронов основана на допущении о том, что проводимость в металлах более или менее похожа на проводимость в электролитах; в любом случае, положительные и отрицательные заряды движутся в противоположных направлениях в веществе проводника под влиянием электрического поля. В 1888 году Дж. Дж. Томсон[2], которого следует считать основоположником современной теории, заметил, что ощутимую разницу проводимости металлами и электролитами можно объяснить особыми свойствами, которые характерны для этих случаев, но не оказывают влияния на их общее сходство. В электролитах носителей зарядов дает только соль, рассеянная в огромной инертной массе растворителя, тогда как в металлах носителей способна предоставить каждая молекула. Поэтому Томсон предложил рассматривать ток в металлах как серию пульсирующих разрядов, вызванных перестановкой составляющих молекулярных систем. Эта концепция подобна той, с помощью которой Гротгус[3] изобразил проводимость в электролитах. Такая точка зрения, как он показал, приведет к общему объяснению связи термической и электрической проводимостей.

Большинство исследователей проводимости металлов во второй половине девятнадцатого века предпочитали за образец брать гипотезу Аррениуса[4], а не Гротгуса, и потому, полагали, что промежутки

[1] *Ann. d. Phys.* LXXXIX (1853), c. 497.

[2] Дж. Дж. Томсон *Applications of Dynamics to Physics and Chemistry* (1888), c. 296. См. также Гиз *Ann. d. Phys.* XXXVII (1889), c. 576.

[3] См. стр. 101.

[4] См. стр. 406.

между молекулами металла постоянно кишат электрическим зарядами, которые находятся в очень быстром движении. В 1898 году Э. Рикке[1] сделал огромный шаг вперед, исследуя следствия допущения о том, что средняя скорость этого беспорядочного движения зарядов почти пропорциональна квадратному корню абсолютной температуры T. В 1900 году П. Друде[2] заменил это допущение более определенным. Он сказал, что кинетическая энергия каждого движущегося заряда равна средней кинетической энергии молекулы идеального газа при такой же температуре, а потому, ее можно выразить в виде qT, где q обозначает универсальную постоянную.

В этом же году Дж. Дж. Томсон[3] заметил, что предположение о разной роли стеклянных и смоляных зарядов в процессе проводимости будет согласоваться с выводами, сделанными из изучения ионизации в газах. Смоляные заряды можно представить как заряды, переносимые простыми отрицательными корпускулами, или электронами, подобными тем, что составляют катодные лучи; можно предположить, что они свободно движутся в промежутках между атомами металла. Стеклянные же заряды можно рассматривать как более или менее неподвижные, по причине их связи с атомами металла. Согласно этому взгляду, перенос электричества происходит, главным образом, благодаря движению отрицательных зарядов.

Опыт, который в это время провел Рикке[4], в некотором роде поддержал гипотезу Томсона. Между двумя медными цилиндрами, находящимися в цепи, был вставлен алюминиевый цилиндр. Затем по цепи пустили ток, который тек в течение такого времени, чтобы в электролитическом устройстве осело более килограмма меди. Однако вес каждого из трех цилиндров ощутимо не изменился, а посему, маловероятно, чтобы проводимость в металлах сопровождалась переносом металлических ионов.

Много лет спустя эта точка зрения получила еще более веские доказательства, когда Р. Ч. Толмен и Т. Д. Стюарт[5] привели объективное прямое экспериментальное доказательство того, что электрические токи в металлах переносятся «свободными» отрицательными электронами. Катушку проволоки вращали с высокой скоростью, а

---

[1] *Gött. Nach.* (1898), стр. 48, 137; *Ann. d. Phys.* LXVI (1898), стр. 353, 545, 1199; II (1900), с. 835.

[2] *Ann. d. Phys.* (4) I (1900), с. 566; III (1900), с. 369; VII (1902), с. 687.

[3] *Rapports pres. au Congrès de Physique*, III (Париж, 1900 г.), с. 138.

[4] *Phys. Zs.* III (1901), с. 639.

[5] *Phys. Rev.* VIII (1916), с. 97.

затем внезапно остановили: был создан импульс электрического тока, возникший из-за импульса электронов во вращающейся катушке, который побудил их продолжать движение после прекращения вращения катушки, и качественное исследование обеспечило общее подтверждение принципа Томсона.

Идеи Томсона, Рикке и Друде объединил Лоренц[1] в исследовании, которое, поскольку оно является наиболее полным, будет приведено здесь как представляющее все эти труды. Более, чем через двадцать лет его вытеснила теория металлов, зависящая от нового типа статистики, но во то время оно представляло огромный шаг вперед по сравнению со всем, что ему предшествовало.

Предполагается, что атомы металла неподвижны и что в промежутках между ними быстро движется огромное количество смоляных электронов. Взаимные столкновения электронов игнорируются и рассматриваются исключительно их столкновения с неподвижными атомами; эти столкновения считаются аналогичными столкновениям между движущимися и неподвижными упругими сферами.

Предполагается, что тепло и электричество в металле течет в направлении, параллельном оси x, так что металл находится в одном и том же состоянии во всех точках любой плоскости, перпендикулярной этому направлению, поток считается постоянным, так что состояние системы не зависит от времени.

Рассмотрим пластину толщины dx единичной площади. Допустим, что количество электронов в этой пластине, составляющие скорости которых по x лежат между u и $u + du$, по y — между v и $v + dv$, а по z — между w и $w + dw$, равно

$$f(u, v, w, x)\, dx\, du\, dv\, dw.$$

Один из этих электронов (допустим, что он избежал столкновения) за промежуток времени dt переместится из положения $(x,\ y,\ z)$ в положение $(x + u\,dt,\ y + v\,dt,\ z + w\,dt)$; в конце промежутка его составляющая скорости по x увеличится на $eE\,dt/m$, если m e обозначают его массу и заряд, а E — электрическую силу. Допустим, что количество электронов, потерянное этой группой при столкновениях за промежуток времени dt, равно $a\,dx\,du\,dv\,dw\,dt$, а количество электронов, присоединившихся к этой группе при столкновениях за тот же самый промежуток времени, равно $b\,dx\,du\,dv\,dw\,dt$. Тогда

[1] *Amsterdam Proc.* (английское изд.), VII (1904–5), стр. 438, 585, 684.

мы имеем

$$f(u,\, v,\, w,\, x) + (b-a)\,dt = f(u + eE\,dt/m, v, w, x + u\,dt),$$

и следовательно,

$$b - a = \frac{eE}{m}\frac{\partial f}{\partial u} + u\frac{\partial f}{\partial x}.$$

Далее, закон распределения скоростей, который Максвелл постулировал для молекул идеального газа, находящегося в состоянии покоя, выражается уравнением

$$f = \pi^{-3/2}\alpha^{-3}Ne^{-r^2/\alpha^2},$$

где N обозначает количество движущихся корпускул в единичном объеме, r — результирующую скорости корпускулы (так что $r^2 = u^2+v^2+w^2$), а α — постоянную, которая характеризует среднюю интенсивность возмущения, и следовательно, температуру. Предполагается, что закон распределения скоростей между электронами в металле имеет почти такую же форму; только нужно добавить еще одно слагаемое, которое представляет общий дрейф электронов параллельно оси x. Простейшее допущение, которое можно сделать относительно этого слагаемого, имеет форму

$u \times$ функция исключительно r,

поэтому мы запишем

$$f = N\pi^{-3/2}\alpha^{-3}e^{-r^2/\alpha^2} + u\chi(r).$$

Теперь значение $\chi(r)$ можно определить из уравнения

$$b - a = \frac{eE}{m}\frac{\partial f}{\partial u} + u\frac{\partial f}{\partial x};$$

поскольку в левой части уравнения слагаемое Максвелла

$$\pi^{-\frac{3}{2}}\alpha^{-3}Ne^{-\frac{r^2}{\alpha^2}}$$

в результате дало бы нуль, так как в системе Максвелла b равно a; поэтому $b-a$ должно зависеть исключительно от слагаемого $u\chi(r)$. Исследование обстоятельств столкновения, по способу кинетической теории газов, показывает, что $(b-a)$ должно иметь форму $-ur\chi(r)/l$, где l обозначает постоянную, которая тесно связана

со средней свободной траекторией движения электронов. С другой стороны, в слагаемых, которые находятся в правой части уравнения, слагаемое Максвелла дает результат, отличный от нуля, и, по сравнению с ним, можно пренебречь слагаемыми, которые создает $u\chi(r)$. Таким образом, мы имеем

$$-\frac{ur\chi(r)}{l} = \left(\frac{eE}{m}\frac{\partial}{\partial u} + u\frac{\partial}{\partial x}\right)\frac{N}{\pi^{-3/2}\alpha^{-3}}e^{-r^2/\alpha^2},$$

или

$$u\chi(r) = \frac{lu}{\pi^{3/2}r}\cdot e^{-r^2/\alpha^2}\cdot\left\{\frac{2eNE}{m\alpha^5} - \frac{d}{dx}\left(\frac{N}{\alpha^3}\right) - \frac{2Nr^2}{\alpha^6}\frac{d\alpha}{dx}\right\};$$

итак, закон распределения скоростей определен.

Электрический ток i определяется уравнением

$$i = e\iiint uf(u,\,v,\,w)\,du\,dv\,dw,$$

где интеграл берется по всем возможным значениям составляющих скорости электронов. Слагаемое Максвелла по $f(u,\,v,\,w)$ не делает в этот интеграл никакого вклада, поэтому мы имеем

$$i = e\iiint u^2\chi(r)\,du\,dv\,dw.$$

После интегрирования эта формула превращается в

$$i = \frac{le}{3\pi^{1/2}}\left(\frac{2eNE}{m\alpha} - \alpha\frac{dN}{dx} - N\frac{d\alpha}{dx}\right)$$

или

$$E = \frac{3\pi^{1/2}m}{4le^2}\frac{a}{N}i + \frac{m}{2e}\left(\frac{\alpha^2}{N}\frac{dN}{dx} + \alpha\frac{d\alpha}{dx}\right).$$

Очевидно, что коэффициент при i в этом уравнении должен представлять омическое удельное сопротивление металла; поэтому, обозначив удельную проводимость за γ, получаем

$$\gamma = \frac{4le^2}{3\pi^{1/2}m}\frac{N}{\alpha}.$$

Теперь применим это уравнение к случаю, когда два металла A и B находятся в контакте при одной и той же температуре T, образуя разомкнутый контур, в котором отсутствует проводимость тепла

или электричества (так что i и $d\alpha/dx$ равны нулю). Интегрируя уравнение

$$E - \frac{m}{2e}\frac{\alpha^2}{N}\frac{dN}{dx}$$

по стыку металлов, имеем

$$\text{Разрыв потенциала на стыке} = \frac{m\alpha^2}{2e}\log\frac{N_B}{N_A};$$

или, поскольку $\frac{3}{4}m\alpha^2$, которая представляет среднюю кинетическую энергию электрона, согласно допущению Друде, равна qT, где q обозначает универсальную постоянную, мы имеем

$$\text{Разрыв потенциала на стыке} = \frac{2q}{3e}T\log\frac{N_B}{N_A}.$$

Это можно интерпретировать как разность потенциалов, связанную с эффектом Пельтье[1], на стыке двух металлов. Произведение разности потенциалов и тока измеряет выделение тепла на стыке. Разрыв потенциала Пельтье имеет порядок тысячной вольта, и его не нужно путать с контактной разностью потенциалов Вольта, которая обычно имеет гораздо большее значение и которая, в силу своей зависимости от отношения металлов к среде, в которую они погружены, не входит в сферу настоящего исследования.

Возвращаясь к общим уравнениям, мы видим, что поток энергии W параллелен оси x и дается уравнением

$$W = \frac{1}{2}m\iiint ur^2 f(u,\, v,\, w)\, du\, dv\, dw,$$

где интегрирование опять распространяется по всем возможным значениям составляющих скорости. Выполняя интегрирование, мы имеем

$$W = \frac{2ml}{3\pi^{1/2}}\left(\frac{2e\alpha}{m}NE - \alpha^3\frac{dN}{dx} - 3N\alpha^2\frac{d\alpha}{dx}\right);$$

или, заменяя E уже найденным выражением,

$$W = \frac{m\alpha^2}{e}i - \frac{4ml}{3\pi^{1/2}}N\alpha^2\frac{d\alpha}{dx}.$$

[1] См. стр. 284.

Теперь рассмотрим случай, когда тепло проводится, а электричество — нет. Поток энергии будет в этом случае выражаться уравнением

$$W = -\kappa\frac{dT}{dx},$$

где κ обозначает теплопроводность металла, выраженную в подходящих единицах; или

$$W = -\kappa\cdot\frac{3m\alpha}{2q}\frac{d\alpha}{dx}.$$

Если принять, что тепло в металлах проводится движением электронов, то это выражение можно сравнить с предыдущим; таким образом, мы имеем

$$\kappa = \frac{8}{9}\pi^{-1/2}l\alpha qN.$$

Сравнивая это выражение с уже определенной формулой для электропроводности, мы имеем

$$\frac{\kappa}{\gamma} = \frac{8}{9}T\left(\frac{q}{e}\right)^2,$$

уравнение, которое показывает отношение теплопроводности к электропроводности имеет форму $T\times$ постоянная, которая одинакова для всех металлов. Этот результат согласуется с законом Видемана и Франца.

Более того, значение q известно из кинетической теории газов; а значение e определили Дж. Дж. Томсон[1] и его последователи. При подстановке этих значений в формулы для κ/γ достигается полное согласие со значениями κ/γ, определенными из опытов.

Дж. Дж. Томсон заметил, что, если, как это постулирует вышеописанная теория, металл содержит огромное количество свободных электронов, которые находятся в температурном равновесии с атомами, то удельная теплоемкость металла должна в значительной степени зависеть от энергии, которая необходима, чтобы повысить температуру электронов. Томсон полагал, что наблюдаемые удельные теплоемкости металлов меньше тех, которые согласуются с теорией, что и привело его к исследованию[2] следствий его первой гипотезы[3] о движении электронов, которая отличается от только что описанной почти так же, как теория электролиза Гротгуса отличается от теории электролиза Аррениуса. Теперь предполагалось, что каждый

---

[1]См. стр. 431.

[2]Дж. Дж. Томсон *The Corpuscular Theory of Matter*, Лондон, 1907 г.

[3]См. стр. 493.

электрон свободен только в течение короткого промежутка времени: от момента, когда он высвобождается при диссоциации атома, до момента, когда он сталкивается с другим атомом, который его поглощает. Атомы были представлены как образующие диполи: один полюс каждого диполя заряжен отрицательно, а другой — положительно. Под влиянием внешнего электрического поля диполи располагаются параллельно электрической силе, а электроны, которые выталкиваются из их отрицательных полюсов, создают ток, который течет преимущественно в этом направлении. Таким образом, можно вычислить электропроводность металла. Чтобы включить в свою теорию теплопроводность, Томсон принял, что кинетическая энергия, с которой электрон покидает атом, пропорциональна абсолютной температуре; так что если одна часть металла горячее другой, то температура будет уравнена с помощью взаимного обмена корпускулами. Эта теория, подобно другой, приводит к рациональному объяснению закона Видемана и Франца.

Теория электронов в металлах получила поддержку из изучения другого явления. Философам восемнадцатого века[1] было известно, что воздух вблизи раскаленного металла приобретает способность проводить электричество. «Внесите конец раскаленной кочерги, — писал Кантон[2], — на одно мгновение на три-четыре дюйма внутрь небольшого наэлектризованного тела, и его электрическая сила будет почти, если не совсем, уничтожена».

Этот предмет продолжал привлекать внимание время от времени[3]; и, когда был лучше понят процесс проводимости в газах, проводимость, созданную вблизи раскаленных металлов, стали объяснять эмиссией от металлов электрически заряженных частиц. Однако заметные успехи были сделаны лишь тогда, когда Дж. Дж. Томсон разработал теорию ионизации в газах. В 1899 году Томсон[4] определил отношение заряда к массе заряженных смоляным электричеством ионов, которые испускает горячая угольная нить накала в разрежен-

[1]Возможно, впервые Дюфе в 1733 году.

[2]*Phil. Trans.* LII (1762), с. 457.

[3]Ср. Э. Беккерель*Annales de Chimie*, XXXIX (1853), с. 355; Гатри *Phil. Mag.* XLVI (1873), с. 254; также различные научные труды Эльстера и Гейтеля в *Ann. d. Phys.*, начиная с 1882 года и далее, особенно в *Ann. d. Phys.* XXXVIII (1889), с. 315. Это явление очень заметно, как показал Эдисон (*Engineering* [12 дек. 1884 г.], с. 553), когда угольную нить нагревают до накаливания в разреженном газе. Впоследствии было обнаружено, что ионы испускаются, когда окись магния или любой из оксидов щелочноземельных металлов, нагревают до слабого красного цвета.

[4]*Phil. Mag.* XLVIII (1899), с. 547.

ном водороде, наблюдая их отклонение в магнитном поле. Значение, которое он получил для этого отношения, было практически равно значению, которое он нашел для корпускул катодных лучей, откуда он заключил, что отрицательные ионы, которые испускает горячий углерод, являются отрицательными электронами.

Соответствующее исследование[1] эмиссии от горячих тел положительных частиц предоставило информацию о том, что масса положительных ионов — величина того же порядка, что и масса материальных атомов. Существуют причины полагать, что эти ионы создаются из газа, который был поглощен поверхностным слоем металла[2].

Если, когда горячий металл испускает ионы в разреженном газе, между металлом и соседним электродом возникает электродвижущая сила, то электрическое поле побуждает положительные или отрицательные ионы двигаться к электроду, и тем самым в промежуточном пространстве передается электрический ток. Когда потенциал металла выше потенциала электрода, ток переносят ионы, заряженные стеклянным электричеством; когда выше потенциал электрода, ток переносят ионы, заряженные смоляным электричеством. В любом случае, оказывается, что при неопределенном увеличении электродвижущей силы, ток не претерпевает подобного неопределенного увеличения, но приобретает определенное значение «насыщения». Это, очевидно, объясняется тем, что количество ионов, способных переносить ток, ограничено.

При высокой температуре металла происходит эмиссия, главным образом, отрицательных ионов и оказывается[3], что при таких обстоятельствах, когда окружающий газ разрежен, ток насыщения почти не зависит от природы газа или его давления. Следовательно, утечка смоляного электричества с металлической поверхности в разреженном газе должна зависеть только от температуры и от природы металла; и О. В. Ричардсон[4] показал, что зависимость от температу-

[1] Дж. Дж. Томсон *Proc. Camb. Phil. Soc.* XV (1909), с. 64; О. В. Ричардсон *Phil. Mag.* XVI (1908), с. 740.

[2] Ср. Ричардсон *Phil. Trans.* CCVII (1906), с. 1.

[3] Ср. Дж. А. МакКлелланд *Proc. Camb. Phil. Soc.* X (1899), с. 241; XI (1901), с. 296. О результатах, которые были получены, когда газом был водород, см. Х. А. Вильсон *Phil. Trans.* CCII (1903), с. 243; CCVIII (1908), с. 247; и О. В. Ричардсон *Phil. Trans.* CCVII (1906), с. 1.

[4] *Proc. Camb. Phil. Soc.* XI (1902), с. 286; *Phil. Trans.* CCI (1903), с. 497. См. также Х. А. Вильсон *Phil. Trans.* CCII (1903), с. 243.

ры можно выразить уравнением вида

$$i = AT^{1/2}e^{-b/T},$$

где i обозначает ток насыщения на единицу площади поверхности (который пропорционален количеству ионов, испущенных за единицу времени), T обозначает абсолютную температуру, а A и b — постоянные[1]. С 1902 по 1912 год это уравнение принималось как основа теории предмета, который сейчас называют *термоэлектроникой*. Это название было предложено Ричардсоном.

Чтобы объяснить эти явления, Ричардсон[2] принял гипотезу, которая уже предлагалась ранее[3] для объяснения проводимости металлов. Эта гипотеза состояла в том, чтобы рассматривать металл как структуру, подобную губке, со сравнительно большими неподвижными положительными ионами и молекулами, между которыми быстро движутся отрицательные электроны. Он допустил, что свободные электроны обладают той же энергией, которую в кинетической теории газов приписывают молекулам газа, имеющего ту же температуру, что и металл (впоследствии от этого допущения, как я объясню во втором томе своей работы, отказались). Поскольку не все электроны свободно отрываются от поверхности, он постулировал поверхностный разрыв потенциала, достаточный, чтобы удержать их. Так, пусть N обозначает количество свободных электронов в единичном объеме металла; тогда в параллелепипеде, высота которого, измеренная перпендикулярно поверхности, равна dx и основание которого имеет единичную площадь, количество электронов, составляющие по x скорости которых заключены между u и $u + du$, равно

$$\pi^{-1/2}\alpha^{-1}Ne^{-u^2/a^2}u\,du\,dx, \quad \text{где} \quad \frac{3}{4}m\alpha^2 = qT,$$

причем m обозначает массу электрона, T — абсолютную температуру, а q — универсальную постоянную, введенную ранее.

Теперь, электрон, составляющая по x скорости которого равна u, попадет на поверхность раздела в промежуток времени dt при

[1]Этот же закон применим к эмиссии от других тел, например, нагретых оксидов щелочноземельных металлов, и к эмиссии положительных ионов — в любом случае, когда в газе, который находится под определенным давлением, достигнуто устойчивое состояние эмиссии.

[2]*Phil. Trans.* CCI (1903), с. 497.

[3]См. стр. 493 и далее.

условии, что в начале этого промежутка этот электрон находился в пределах расстояния $u\,dt$ от поверхности раздела. Таким образом, количество электронов, составляющие по x скорости которых находятся между u и $u+du$ и которые попадают на единичную площадь поверхности раздела в промежуток времени dt, равно

$$\pi^{-1/2}\alpha^{-1}Ne^{-u^2/a^2}\,du\,dt.$$

Если работу, которую должен выполнить электрон, чтобы пройти через поверхностный слой, обозначить за φ, то количество электронов, которые испускает единичная площадь металла в единицу времени, равно

$$\int\limits_{mu^2/2=\varphi}^{\infty} \pi^{-1/2}\alpha^{-1}Ne^{-u^2/a^2}u\,du \quad \text{или} \quad \frac{1}{2}\pi^{-1/2}N\alpha e^{-(2\varphi)/(ma^2)}.$$

Таким образом, ток, вытекающий из единичной площади горячего металла, равен

$$\frac{1}{2}\pi^{-1/2}N\varepsilon\alpha e^{-(2\varphi)/(ma^2)} \quad \text{или} \quad N\varepsilon\cdot(qT/3\pi m)^{1/2}e^{-(3\varphi)/(2qT)},$$

где ε обозначает заряд электрона. Это выражение, имеющее вид

$$AT^{1/2}e^{-b/T},$$

согласуется с уравнением, которое Ричардсон получил из экспериментальных измерений; и сравнение дает значение поверхностного разрыва потенциала, о котором говорит существование φ.[1]

Впоследствии от формулы связи тока насыщения с температурой, полученной в 1902 году, отказались, но отчет об этом развитии следует отложить до второго тома данной работы.

[1]Было найдено, что это разрыв потенциала равен 2,45 вольта для натрия, 4,1 вольта для платины и 6,1 вольта для углерода.

Именной указатель

Эдвин Уиттекер

История теории эфира и электричества

Дизайнер М. В. Ботя
Технический редактор А. В. Широбоков
Компьютерная верстка С. В. Высоцкий
Корректор М. А. Ложкина

Подписано в печать 03.08.01. Формат $84 \times 108^1/_{32}$.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 26,88. Уч. изд. л. 27,03.
Гарнитура Академическая. Бумага офсетная №1.
Тираж 1000 экз. Заказ №

Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика»
426034, г. Ижевск, ул. Пастухова, 13.
Лицензия на издательскую деятельность ЛУ №084 от 03.04.00.
http://rcd.ru E-mail: borisov@rcd.ru

Отпечатано в полном соответствии с качеством
предоставленных диапозитивов в ГИПП «Вятка».
610033, г. Киров, ул. Московская, 122.
